



Recherche de charginos et de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP

Xavier Chéreau

► To cite this version:

Xavier Chéreau. Recherche de charginos et de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 1998. Français. NNT : . tel-00003063

HAL Id: tel-00003063

<https://theses.hal.science/tel-00003063>

Submitted on 30 Jun 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Spécialité :

Physique des particules

présentée par

Xavier CHÉREAU

pour obtenir le titre DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

**”Recherche de charginos et de neutralinos avec
le détecteur L3 au LEP.”**

préparée au :

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de physique des particules

Soutenue le:

le 30 avril 1998

devant le jury composé de :

Mr Guy COIGNET (LAPP)
Mr Daniel DÉCAMP (LAPP)
Mr François LE DIBERDER (LPNHE)
Mr Jean-Paul MARTIN (IPNL)
Mme Sylvie ROSIER-LEES (LAPP)
Mr Gérard SAJOT (ISNG)

Directeur de thèse
Président du jury
Rapporteur
Membre du jury
Membre du jury
Rapporteur

Remerciements

Je remercie tous les membres du jury, **M. Jean-Paul Matin**, **M. Daniel Décamp** en tant que président, **M. François Le Diberder** et **M. Gérard Sajot** pour avoir accepté d'être rapporteurs. Je remercie **Sylvie Rosier-Lees** et **Guy Coignet**, d'une part, pour leur participation au jury, et d'autre part, pour avoir dirigé ce travail et pour les corrections qu'ils ont apporté à ce mémoire.

Je remercie tous les membres du groupe L3-LAPP qui m'ont soutenu. Je remercie particulièrement **Dominique Duchesneau** pour tous ses conseils experts et sa grande disponibilité, il a su faire partager son enthousiasme et sa rigueur.

Je remercie **Florence**, **Myriam** et les doctorants du LAPP pour leur soutien dans les moments les plus difficiles.

Je salue **Bernard** pour les qualités de dessinateur dont il a fait preuve à l'approche de ma soutenance...

Table des matières

Introduction	8
I Éléments de théorie	11
I.1 Le modèle standard et ses limites	11
I.1.1 Introduction	11
I.1.2 La formulation Lagrangienne de la théorie quantique des champs . .	11
I.1.3 Les théories de jauge	12
I.1.4 Le Modèle Standard (MS)	14
I.1.5 Les limites du Modèle Standard	19
I.2 La supersymétrie	21
I.2.1 Les motivations pour la supersymétrie	21
I.2.2 Les générateurs de la supersymétrie	22
I.3 L'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard: le MSSM . . .	23
I.3.1 Le contenu en champ du MSSM	23
I.3.2 Les interactions et le superpotentiel	24
I.3.3 La brisure de la supersymétrie	28
I.3.4 Evolution des couplages avec l'échelle d'énergie	28
I.3.5 Les théories d'unification et le modèle de supergravité	29
I.3.6 Brisure radiative de la symétrie électrofaible induite par la supergravité	30
I.3.7 Le masse des bosons de Higgs et des partenaires SUSY dans le MSSM	31
I.4 Le secteur jaugino higgsino	33
I.4.1 La masse des charginos	34
I.4.2 La masse des neutralinos	35
I.4.3 Production des charginos au LEP	38
I.4.4 Désintégration des charginos	38
I.4.5 Production des neutralinos au LEP	40
I.4.6 Désintégration des neutralinos	41

II Le LEP et l'expérience L3	45
II.1 Le LEP	45
II.1.1 Introduction	45
II.1.2 Le fonctionnement du LEP	46
II.2 Présentation du détecteur L3	47
II.2.1 Introduction	47
II.2.2 Le détecteur de micro-vertex (SMD)	48
II.2.3 Le détecteur de traces central	48
II.2.4 Le calorimètre électromagnétique	51
II.2.5 La mesure de la luminosité (LUMI)	55
II.2.6 Les ALR (Active Lead Rings)	55
II.2.7 Le calorimètre hadronique (HCAL)	55
II.2.8 Les compteurs à scintillation	58
II.2.9 Les filtres à muons	58
II.2.10 Les chambres à muons	59
II.3 Un calorimètre électromagnétique supplémentaire pour l'expérience L3 . . .	60
II.3.1 Introduction	60
II.3.2 Les contraintes techniques liées à l'installation d'un calorimètre électromagnétique dans les régions angulaires $\theta \simeq 40^\circ$ et $\theta \simeq 140^\circ$	62
II.3.3 Les caractéristiques des briques et du calorimètre	63
II.3.4 La simulation du détecteur	66
II.3.5 Le test en faisceau des briques	66
II.3.6 Performances du EGAP	69
II.3.7 Conclusions	74
II.4 Le système de déclenchement de l'expérience L3	74
II.4.1 Le déclenchement de niveau 1	75
II.4.2 Le déclenchement de niveau 2	76
II.4.3 Le déclenchement de niveau 3	77

III Analyse des données	81
III.1 Les signatures expérimentales	81
III.2 Les fonds standards attendus	84
III.3 La simulation Monte Carlo des événements de signal et de fond	88
III.3.1 Les générateurs d'événements utilisés	89
III.3.2 La simulation du détecteur L3	89
III.4 Les données collectées par le détecteur L3 depuis début 1996	91
III.5 La reconstruction des événements	91
III.5.1 Reconstruction des traces chargées dans le détecteur central	91
III.5.2 Identification des particules électromagnétiques dans le BGO	94
III.5.3 Identification des électrons et photons dans le EGAP	99
III.5.4 La reconstruction des muons	108
III.5.5 La reconstruction des jets	110
III.5.6 Les variables cinématiques utilisées dans l'analyse	113
III.6 Les présélections des événements charginos et neutralinos	114
III.6.1 La présélection semi-leptonique	115
III.6.2 Présélection hadronique	119
III.7 Description de la méthode pour l'optimisation des sélections	124
III.7.1 La loi statistique de Poisson	124
III.7.2 Niveau de confiance	125
III.7.3 Le fond soustrayable	126
III.7.4 La procédure d'optimisation des coupures	127
III.7.5 Le calcul pratique de la fonction d'optimisation f	127
III.8 Détermination des sélections et résultats des recherches	128
III.8.1 Recherche de charginos dans le canal lepton + 2 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s} = 183$ GeV	129
III.8.2 Recherche de charginos dans le canal 4 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s} = 183$ GeV . .	139
III.8.3 Recherche de neutralinos dans le canal 2 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s} = 183$ GeV .	147
III.8.4 Bilan des analyses de données à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV	154
III.8.5 Erreurs statistiques	155
III.8.6 Conclusion des recherches	155

IV	Interprétation des résultats	159
IV.1	Méthodes pour la détermination d'une limite	159
IV.1.1	La limite supérieure de Poisson sur le signal	159
IV.1.2	Limite sur la production d'un signal	160
IV.2	Interprétation hors MSSM contraint	161
IV.2.1	Interprétation des recherches de charginos	161
IV.2.2	Interprétation des recherches de neutralinos	167
IV.3	Interprétation dans le cadre du MSSM contraint	170
IV.3.1	Limite sur la masse des charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$	172
IV.3.2	Limites sur la masse des neutralinos	177
	Conclusions et perspectives	181
A	La reconstruction des amas d'énergie et de leur position dans le EGAP	185
A.1	La construction des amas	185
A.2	La détermination de la position	187
B	L'intercalibration des voies du EGAP	189
B.1	Quels processus utiliser?	189
B.2	Description de l'analyse	190
B.3	Résultats	196
B.4	Conclusion	198

Introduction

Le travail présenté concerne d'une part la recherche de particules supersymétriques, les charginos et les neutralinos, dans les données recueillies par le détecteur L3 au LEP durant la période de montée progressive en énergie (LEP2) et d'autre part, l'étude et la calibration d'un détecteur électromagnétique (EGAP) qui a été installé fin 1995 au sein de l'expérience L3 dans le but d'améliorer l'hermiticité du détecteur électromagnétique existant. Le travail sur ce détecteur a été effectué dans le souci de l'intégrer pleinement dans les analyses de données.

Le Modèle Standard a été largement testé au LEP avec une grande précision, cependant il dépend encore d'un grand nombre de paramètres ajustables et ne peut être considéré comme la théorie ultime de la physique des particules. La première partie montre les faiblesses du Modèle Standard d'un point de vue théorique, particulièrement dans le secteur de Higgs. Parmi les nombreux scénarios existant, la supersymétrie offre la possibilité d'englober le Modèle Standard dans une théorie plus fondamentale. L'extension supersymétrique du Modèle Standard prévoit l'existence de nouvelles particules avec une masse accessible à LEP. Dans le premier chapitre, nous détaillerons les motivations principales en faveur de la supersymétrie; ensuite nous explorerons plus précisément le secteur jaugino-higgsino qui donne naissance aux charginos et aux neutralinos.

Le second chapitre présente les différentes parties du détecteur L3. La connaissance de tous les sous-détecteurs et de leur résolution est essentielle pour l'identification des particules leptoniques et hadroniques. Ce chapitre présente aussi les performances du calorimètre EGAP ainsi que les améliorations qui ont été apportées sur son fonctionnement depuis sa mise en service; la méthode et les résultats de la calibration de ce sous-détecteur sont donnés en annexe.

L'analyse des données recueillies par le détecteur L3 est présentée dans le troisième chapitre. On examinera tout d'abord la structure des événements charginos et neutralinos qui permettra de les différencier des événements standards. On déterminera ensuite des critères de sélection des événements avec le souci d'avoir la meilleure sensibilité aux événements recherchés.

Les résultats combinés des recherches de charginos et de neutralinos seront interprétés d'une part dans le cadre général de l'extension supersymétrique du Modèle Standard (MSSM) et d'autre part dans le cadre du MSSM contraint où on suppose l'existence d'une échelle de grande unification. Dans l'expérience L3, une recherche de particules supersymétriques scalaires (sleptons) a été effectuée parallèlement à la recherche de charginos et de neutralinos. La combinaison de toutes les recherches donne des limites particulièrement intéressantes sur la masse de la particule supersymétrique la plus légère.

Chapitre I

Eléments de théorie

I.1 Le modèle standard et ses limites

I.1.1 Introduction

Le modèle standard décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes entre les quarks et les leptons. Les interactions se font par échange de bosons de jauge. Les bosons de jauge de la théorie unifiée électrofaible [1] sont le photon, le boson neutre Z et les bosons chargés W^\pm alors que ceux de la théorie des interactions fortes [2] (QCD ou Quantum Chromo-Dynamics) sont les gluons (8 gluons en tout).

Après une brève introduction concernant la formulation lagrangienne de la théorie des champs, j'expliquerai plus précisément comment le modèle standard décrit les particules connues et leurs interactions et j'insisterai plus spécialement sur le mécanisme de Higgs qui est introduit pour générer les masses des particules du modèle standard. Ce mécanisme comme nous le verrons introduit des problèmes de divergences quadratiques ultraviolettes dans les calculs de l'énergie propre du boson de Higgs, ce qui du point de vue théorique est peu naturel.

I.1.2 La formulation Lagrangienne de la théorie quantique des champs

Pour décrire la physique des particules, il faut une théorie qui soit à la fois relativiste et quantique. La théorie quantique des champs inclut pleinement la relativité de par sa formulation covariante; elle est quantique en ce sens qu'elle donne des prévisions en terme de probabilités de transition d'un état à un autre. La combinaison de la théorie quantique et de la relativité conduit à l'introduction de champs quantiques que l'on associe ensuite à des particules. En effet, dans les théories quantiques, l'énergie est portée par des "quanta" discrets que l'on peut voir comme des particules qui transmettent des forces. Ainsi dans la théorie quantique des champs, les interactions des particules élémentaires sont interprétées en terme d'échange de particules entre elles.

Le Lagrangien de la théorie contient toute l'information sur la cinématique et la dynamique des champs (particules). On pourrait calculer à partir du Lagrangien les équations du mouvement qui décrivent l'évolution des champs. En pratique, on ne sait calculer que l'élément de matrice de la transition d'un état à m particules à un état à n particules grâce à des règles (règles de Feynman) que l'on dérive du Lagrangien. Ces éléments de matrice permettent le calcul de grandeurs physiques comme les sections efficaces d'interaction et les largeurs de désintégration des particules. Le Lagrangien est constitué d'une partie cinétique formée de termes quadratiques dans les champs et leurs dérivées et d'une partie d'interaction qui contient des termes d'ordre supérieur dans les champs.

I.1.3 Les théories de jauge

Les théories de jauge sont une classe particulière de la théorie des champs. Les principes d'invariance locale du Lagrangien sous l'action d'un groupe d'opérateurs implique nécessairement l'existence d'interactions entre les champs de la théorie. Comme nous le verrons dans la suite, le Modèle Standard ainsi que l'extension supersymétrique du Modèle Standard, sont construits sur des théories de jauge. Pour être moins formel, prenons l'exemple d'un champ fermionique de spin- $\frac{1}{2}$. Le Lagrangien qui décrit le champ libre s'écrit:

$$L_{ferm} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (I.1)$$

où ψ est un champ fermionique de spin- $\frac{1}{2}$, γ^μ les matrices de Dirac et m le paramètre de masse du champ considéré, le premier terme étant le terme d'énergie cinétique classique. Les équations du mouvement (équations d'Euler Lagrange) donnent immédiatement l'équation d'évolution de ce champ:

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (I.2)$$

Ceci n'est rien d'autre que l'équation de Dirac. L'invariance du Lagrangien sous les transformations d'espace-temps (transformation de Poincaré) implique l'existence d'un courant conservé:

$$\begin{aligned} \partial_\mu J^\mu &= 0 \\ J^\mu &= \bar{\psi}\gamma^\mu\psi \end{aligned} \quad (I.3)$$

ceci traduit la conservation de l'énergie impulsion. De manière plus générale, on peut associer à chaque invariance du Lagrangien une charge conservée qui caractérise l'état physique.

Maintenant, regardons l'effet d'une transformation locale de phase du champ spinoriel sur le Lagrangien (I.1). Dans une théorie quantique usuelle, les observables ne dépendent que de $|\psi|^2$. Dans notre cas, on pourrait supposer que la théorie est invariante sous les transformations locales suivantes:

$$\psi(x^\mu) \rightarrow \psi'(x^\mu) = e^{-ig\alpha(x^\mu)}\psi(x^\mu) \quad (\text{I.4})$$

où g est une constante et α une fonction quelconque. Lorsqu'on calcule la variation du Lagrangien (I.1) sous la transformation (I.4), on obtient le résultat suivant:

$$\delta L_{ferm} = L_{ferm}(\psi'(x^\mu)) - L_{ferm}(\psi(x^\mu)) = gJ^\mu \partial_\mu \alpha \quad (\text{I.5})$$

Ce terme n'est pas nul puisque α est une fonction de x^μ . On observe finalement que le Lagrangien L_{ferm} n'est pas invariant sous la transformation (I.4). Le seul moyen pour rendre le Lagrangien invariant sous cette transformation est de lui ajouter un terme dont la variation va exactement compenser le terme δL_{ferm} .

La connexion avec l'électromagnétisme

En électrodynamique classique, on sait que les équations de Maxwell qui décrivent l'évolution du champ électromagnétique sont invariantes sous la transformation suivante:

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi; \quad A^\mu = (V, \vec{A}) \quad (\text{I.6})$$

où V est le potentiel scalaire et \vec{A} le potentiel vecteur, χ est une fonction de x^μ . En théorie relativiste, le champ électromagnétique est décrit par un Lagrangien $L_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ et le terme d'interaction du champ électromagnétique avec un courant de fermions chargés J_μ est $L_{int} = gJ_\mu A^\mu$. La variation de ce terme sous les transformations simultanées (I.4) et (I.6) conduit à un terme de la forme:

$$\delta L_{int} = -gJ^\mu \partial_\mu \chi \quad (\text{I.7})$$

En conséquence le Lagrangien total $L = L_{ferm} + L_{int} + L_{cin}$ est invariant sous les transformations simultanées (I.4) et (I.6) lorsque $\alpha(x^\mu) = \chi(x^\mu)$ ($\delta L_{cin} = 0$). On peut interpréter ce résultat en disant que l'invariance locale de phase de la théorie nécessite la présence du champ A^μ pour être maintenue. Ce champ vectoriel peut être associé à une particule de spin-1 sans masse, puisqu'il n'y a pas de terme $A^\mu A_\mu$ dans le Lagrangien total, qui véhicule l'interaction électromagnétique, c'est le photon. L'ensemble des transformations précédentes s'appelle une transformation de jauge.

De cet exemple on peut tirer quelques conclusions qui seront utiles pour la suite. D'une part, le paramètre g qui mesure la force de l'interaction n'est pas prédit par la théorie. D'autre part, si la théorie est invariante sous une transformation de jauge alors il doit exister un boson associé au champ de jauge. Il faut également noter, que dans le cas d'une transformation globale du champ ψ (i.e. $\alpha(x_\mu)$ indépendant de x_μ), le Lagrangien L_{ferm} serait invariant sans l'adjonction du terme d'interaction L_{int} . Finalement, il est utile pour la suite décrire le Lagrangien total sous la forme:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi + L_{cin} \quad (\text{I.8})$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ig A_\mu$$

On appelle D_μ la dérivée covariante, elle est telle que le terme $D_\mu\psi$ se transforme comme le champ ψ sous les transformations de jauge correspondantes. Le remplacement de ∂_μ par D_μ dans le Lagrangien libre L_{ferm} a l'avantage d'introduire directement les termes d'interaction pour les fermions et le nouveau Lagrangien est invariant de jauge.

La transformation du type (I.4) agit sur un espace interne. Le groupe associé à cette transformation est de type $U(1)$: il n'a qu'un seul générateur dont la représentation ici est l'unité. Plus généralement, on peut avoir des invariances de phase basées sur des groupes de transformation dont la structure est plus complexe ($SU(2)$, $SU(3)$ par exemple). La transformation de phase peut alors s'écrire:

$$\psi(x^\mu) \rightarrow \psi'(x^\mu) = e^{-ig'\vec{\epsilon}_a(x^\mu)\cdot\vec{T}^a} \psi(x^\mu) \quad (I.9)$$

où les termes $\vec{\epsilon}(x^\mu) = (\epsilon_1, \epsilon_2, \dots)$ jouent le rôle de la fonction $\alpha(x^\mu)$ précédente et les matrices \vec{T}^a peuvent être les 3 générateurs du groupe $SU(2)$ (matrices de Pauli $\vec{\sigma}$) ou bien les 8 générateurs du groupe $SU(3)$ (matrices de Gellmann). Ces générateurs, en général, ne commutent pas entre eux; dans ce cas on parle de théories de jauge non-abéliennes. On peut voir la transformation (I.9) comme une "rotation" de l'état ψ dans un espace interne sur lequel agit le groupe de transformation.

Comme pour le cas d'un groupe $U(1)$, chaque nouvelle invariance conduit à une interaction entre les particules, véhiculée par un ensemble de bosons de jauge. Dans le modèle standard, le groupe de jauge est $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_c$: $SU(3)_c$ correspond à l'interaction forte, les bosons de jauge étant les gluons, l'interaction électrofaible est basée sur $U(1)_Y \times SU(2)_L$, avec les bosons γ , Z et W^\pm .

I.1.4 Le Modèle Standard (MS)

Nous avons maintenant tous les éléments pour décrire le Modèle Standard des interactions électrofaibles et des interactions fortes. Afin de décrire les particules et leurs interactions (mise à part l'interaction gravitationnelle), on a besoin de trois types de symétries. Jusqu'à maintenant, toutes les expériences de physique des particules sont en accord avec le fait que ces trois symétries sont suffisantes pour décrire les interactions entre les particules connues. Ceci n'exclut en rien la possibilité d'une nouvelle symétrie, c'est-à-dire d'une nouvelle physique, comme nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre.

Il apparaît que toutes les particules ont une symétrie $U(1)$ d'hypercharge ainsi qu'une symétrie $SU(2)$. En fait, la connexion de ces symétries avec l'électromagnétisme et l'interaction faible sera déduite à partir d'arguments physiques. Les bosons de jauge associés seront respectivement B^μ pour $U(1)$ et W_i^μ , $i = 1, 2, 3$ pour $SU(2)$. D'autre part, les quarks ont également une symétrie $SU(3)$ indépendante qui décrit l'interaction forte. Les bosons associés sont les gluons et seront décrits par les champs G_a^μ , $a = 1, \dots, 8$ est l'indice de couleur.

La description des fermions dans le modèle standard

Les leptons et les neutrinos

La manière dont les états se transforment sous $SU(2)$ est déterminée strictement par l'expérience. En effet, les quarks et les leptons observés sont soit dans un doublet électrofaible

de $SU(2)$ ou bien dans un singlet de $SU(2)$. En d'autres termes, la nature distingue les états d'hélicité gauche des états d'hélicité droite, puisqu'à ce jour les neutrinos d'hélicité droite n'ont jamais été observés. Prenons le cas des leptons (notés e) et de leur neutrino associé (noté ν). On peut organiser les spineurs associés de la manière suivante:

$$\text{Doublets de } SU(2)_L: L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}_i$$

$$\text{Singlets de } SU(2)_L: e_R^i$$

$i = 1, 2, 3$ représente l'indice de famille pour les leptons. L'action de $SU(2)_L$ sur le doublet L_L agit comme une rotation qui transforme $\nu_L \leftrightarrow e_L$. En fait, dans l'espace électrofaible ce sont les bosons chargés W qui font la connexion entre ν_L et e_L , membres du doublet L_L . Comme e_R est un singlet, il n'est connecté à aucun autre état pour les transitions électrofaibles, donc il n'interagit pas avec les courants chargés de la théorie.

Les quarks

Expérimentalement, 6 quarks (u, d, s, c, b, t), reconnaissables par leur saveur ont été découverts. Le dernier d'entre eux ayant été mis en évidence récemment au Tevatron. Sa masse ayant été mesurée à une valeur de $175.9 \pm 4.8 \pm 4.9$ GeV [3]. Les quarks se combinent entre eux pour former les hadrons; parmi les hadrons, les mésons sont constitués de 2 quarks et les baryons de 3 quarks; seuls les états singlets de couleur conduisent à des particules visibles.

On a fait des tentatives pour classer les quarks de la même manière que les leptons en faisant quelques observations. La désintégration β des hadrons (désintégration du neutron $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ et désintégration des pions $\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$) montrent que les leptons émis sont toujours des leptons d'hélicité droite. Ceci implique que seuls des anti-neutrinos d'hélicité droite ont été produits. Par ailleurs, la force de la réaction de désintégration du proton semble être du même ordre de grandeur que celle de la réaction de désintégration faible du muon ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$). Ceci suggère que les quarks constituant le proton sont sensibles à l'interaction faible et c'est de manière naturelle que l'on organise les quarks d'hélicité gauche en doublets de $SU(2)$ et les quarks d'hélicité droite en singlets de $SU(2)$.

$$\text{Doublets de } SU(2): Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L^\alpha \\ d_L^\alpha \end{pmatrix}_i$$

$$\text{Singlets de } SU(2): u_R^{i,\alpha}, d_R^{i,\alpha}$$

$i = 1, 2, 3$ est l'indice de famille et u représente les quarks de type "up" (u, c, t) et d les quarks de type "down" (d, s, b). α représente un indice supplémentaire de couleur. Il apparaît ainsi 3 familles de quarks tout comme il y a 3 familles de leptons recensées jusqu'à présent. On peut remarquer qu'il n'existe pas de neutrinos droits mais on a inclus des quarks d'hélicité droite: ceci est parfaitement cohérent avec les observations expérimentales actuelles.

Pour les quarks, l'indice α est nécessaire pour décrire la manière dont les quarks se transforment sous l'espace de couleur $SU(3)$. L'état de base de $SU(3)$ est un triplet (trois composantes reliées aux 3 couleurs r, g et b). Chaque quark est associé à un triplet de couleur alors que les leptons, qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte, sont des singlets de couleur.

En résumé, les fermions gauches et droits ont été mis dans des multiplets de $SU(2)$ différents, respectivement des doublets et des singlets, afin de décrire différemment les interactions faibles pour les fermions gauches et les fermions droits, cette construction viole clairement la parité. Cela décrit bien la violation de la parité que l'on observe dans la nature mais ne donne aucune indication sur son origine.

La formulation du Modèle Standard

Je n'entrerai pas dans les détails du Modèle Standard, je donnerai simplement les éléments essentiels. Dans la suite, nous porterons plus d'attention aux champs scalaires de Higgs et à la brisure de la symétrie électrofaible [1]. Le mécanisme de Higgs est une solution pour donner un terme de masse aux fermions et aux bosons de jauge électrofaible de la théorie. Le secteur de Higgs est en quelque sorte le talon d'Achille du Modèle Standard puisqu'il génère des divergences quadratiques qui sont insatisfaisantes du point de vue théorique. Nous verrons ensuite quelles solutions la supersymétrie peut apporter à ces problèmes.

Le Lagrangien du Modèle Standard consiste en une somme de termes cinétiques et de termes d'interaction:

$$L_{MS} = L_{bosons} + L_{fermions} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (I.10)$$

- Le Lagrangien L_{bosons} contient les termes cinétiques des champs de jauge ainsi que les termes d'interaction entre les champs de jauge.

- $L_{fermions}$ décrit la cinématique et le couplage des fermions avec les champs de jauge correspondant aux symétries $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_c$. B^μ est le champ associé à la symétrie $U(1)_Y$, les champs W_i^μ ($i=1,2,3$) sont associés à la symétrie $SU(2)_L$ alors que les G_μ^a ($a=1,\dots,8$) sont les champs médiateurs de l'interaction forte basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_c$. Comme dans la section I.1.3 le Lagrangien des fermions et de leurs interactions avec les champs de jauge s'écrit alors:

$$L_{fermions} = \sum_\psi \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi \quad (I.11)$$

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu - i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu - i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - i g_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a) \psi$$

La somme s'effectue sur tous les doublets et les singlets de $SU(2)_L$ ($\psi = L_L^i, l_R^i, Q_L^i, u_R^i, d_R^i$). γ^μ sont les matrices de Dirac et D_μ est la dérivée covariante qui a la même forme que dans l'équation (I.8). Y , τ^i et λ^a sont respectivement les générateurs des transformations $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$. Pour chacun des termes de jauge, on introduit une constante de couplage g_1 , g_2 et g_3 . Les champs associés aux bosons de jauge électrofaibles γ , Z et W^\pm du Modèle Standard sont des combinaisons linéaires des champs B_μ et W_μ^i , comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant sur la brisure de la symétrie électrofaible.

Pour le moment la somme des 2 Lagrangiens L_{bosons} et $L_{fermions}$ décrit parfaitement la cinématique et les interactions de toutes les particules connues du Modèle Standard (bosons et fermions). Cependant cette formulation a un problème majeur: toutes les particules fermions et bosons sont de masse nulle, ce qui est en contradiction avec la réalité. Contrairement à notre exemple précédent, il est impossible d'ajouter dans le Lagrangien des termes

de masse de la forme $m\bar{\psi}\psi$ car ces termes brisent l'invariance de jauge $SU(2)$. Il en est de même pour les termes de masse des bosons. Afin de résoudre ce problème majeur, Weinberg et Salam en 1969 introduisent le concept de brisure spontanée de symétrie en faisant intervenir un champ scalaire extérieur: le champ de Higgs. La théorie résultante est le modèle de Glashow, Weinberg et Salam [1]

- Le Lagrangien de Higgs et le mécanisme de brisure électrofaible:

Le mécanisme de Higgs permet de donner une masse, dans un premier temps aux bosons de la théorie électrofaible, puis dans un second temps, de donner de la masse aux fermions. L'idée générale est de faire la supposition que l'univers baigne dans un champ de spin 0 qui est un doublet de $SU(2)$: le champ de Higgs. Les champs de jauge peuvent interagir avec le champ de Higgs. En présence de ce champ un terme de masse non nul apparaît pour les champs de jauge. Le Lagrangien du champ de Higgs s'écrit:

$$L_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (I.12)$$

Le doublet de Higgs Φ est constitué de 2 champs complexes que l'on note Φ^+ et Φ^0 (4 degrés de liberté):

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} ; \quad \Phi^+ = \frac{\Phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}; \quad \Phi^0 = \frac{\Phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (I.13)$$

Le potentiel de Higgs est:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (I.14)$$

Dans le cas où μ^2 est positif, le Lagrangien de Higgs décrit un champ scalaire massif qui n'a pas d'intérêt physique. Par contre, si μ^2 est négatif, il se produit un phénomène intéressant. Le potentiel $V(\Phi)$ a un minimum sur un anneau défini par $\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2}$ où $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Dans l'état fondamental, c'est-à-dire l'état de plus basse énergie (le vide en théorie des champs), le champ de Higgs acquiert donc une valeur moyenne non nulle:

$$\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (I.15)$$

Un tel choix brise spontanément la symétrie $U(1)_Y \times SU(2)_L$ et laisse une symétrie résiduelle $U(1)_{em}$ dont le générateur est Q , défini par la relation (I.16). Cette symétrie qui laisse le vide Φ_{min} invariant n'est autre que l'électromagnétisme.

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (I.16)$$

Cette relation du type Gellmann Nishijima relie la charge électrique Q à l'hypercharge Y , valeur propre du générateur $U(1)_Y$. T_3 est la valeur propre du troisième générateur de $SU(2)_L$ qui vaut 0 pour les singlets et $\pm \frac{1}{2}$ pour les doublets de $SU(2)_L$.

Les masses des bosons de jauge

En développant le Lagrangien L_{Higgs} autour de la valeur du vide avec $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v+H(x))$, le terme $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ donne naissance à des termes quadratiques dans les champs de jauge B^μ et W_i^μ qui sont proportionnels à v^2 . Les champs physiques $W^{\pm\mu}$ associés aux bosons W^+ et W^- sont définis par une combinaison linéaire des champs W_1^μ et W_2^μ : $W^{\pm\mu} = 1/\sqrt{2} (W_1^\mu \pm iW_2^\mu)$. La masse des W est $M_W = vg_2/2$. Les champs B^μ et W_3^μ se combinent pour donner naissance aux A^μ et Z^μ associés respectivement aux bosons γ et Z . La masse du photon reste nulle tandis que le Z acquiert une masse $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$. La masse du Z est alors reliée à la masse du W^\pm par la relation:

$$M_Z = \frac{M_{W^\pm}}{\cos\theta_W} \quad (I.17)$$

θ_W est l'angle de Weinberg et $\cos\theta_W = g_2/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$. La relation I.17 est en parfait accord avec les mesures expérimentales.

En conclusion, le doublet de Higgs introduit 4 degrés de liberté supplémentaires, 3 ont été absorbés pour générer la masse des bosons Z , W^+ et W^- , le quatrième a donné naissance à un champ scalaire réel physique, le boson de Higgs H dont la masse est $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$. Nous allons voir maintenant comment est générée la masse des fermions.

- Les termes de Yukawa sont:

$$L_{Yukawa} = g_e \bar{L}_L \Phi e_R + g_d \bar{Q}_L \Phi d_R + g_u \bar{Q}_L \Phi_c u_R + h.c. \quad (I.18)$$

où $\Phi_c = -i\tau_2 \Phi$ est le conjugué de charge de Φ . g_e , g_u et g_d sont des matrices 3×3 , la sommation sur les indices de famille est implicite. L_{Yukawa} contient les termes d'interaction entre les champs de Higgs et les champs de fermions. Le même mécanisme de brisure spontanée de symétrie génère la masse des fermions de la théorie; il suffit de développer le champ de Higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide Φ_{min} pour obtenir les termes de masse. Dans la limite où les termes non diagonaux des matrices g_e , g_u et g_d sont négligeables, on peut réécrire ce Lagrangien sous la forme:

$$L_{Yukawa} = \sum_{f=e,u,d} m_f \bar{f} f + g_f \bar{f} f H$$

où la constante de couplage g_f vaut $g_f = \sqrt{2}m_f/v$. Les termes de Yukawa génèrent donc la masse des fermions. On voit que les neutrinos n'ont pas de terme de masse du fait de l'absence de neutrino d'hélicité droite; en effet, on ne peut pas avoir dans le Lagrangien L_{Yukawa} un terme de la forme $g_\nu \bar{L}_L \Phi \nu_R$. Par ailleurs, le couplage des fermions au Higgs est proportionnel à la masse du fermion. Cela implique par exemple que le couplage de Yukawa du quark top est très grand devant ceux des quarks légers.

En toute généralité, les termes non diagonaux des matrices g_u et g_d sont non nuls. Pour obtenir les masses des quarks il est nécessaire de diagonaliser ces matrices grâce à des transformations unitaires. En conséquence les états propres de masse sont différents des états

propres d'interaction électrofaible. Ceci autorise des interactions entre les bosons W^\pm et deux quarks provenant de deux familles différentes. La matrice unitaire qui donne la force relative des couplages entre les trois familles de quarks est la matrice CKM [4] (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) donnée ci-dessous:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} |V_{ud}| = 0.9754 \pm 0.0005 & |V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018 & |V_{ub}| = 0.005 \pm 0.003 \\ |V_{cd}| = 0.2205 \pm 0.0025 & |V_{cs}| = 0.9743 \pm 0.0008 & |V_{cb}| = 0.046 \pm 0.004 \\ |V_{td}| = 0.012 \pm 0.011 & |V_{ts}| = 0.045 \pm 0.006 & |V_{tb}| = 0.9989 \pm 0.0002 \end{pmatrix}$$

Dans le Modèle Standard, cette matrice dépend de 4 paramètres libres: 3 angles et une phase complexe.

I.1.5 Les limites du Modèle Standard

Le problème de la hiérarchie

Si on calcule les corrections radiatives à la masse du Higgs, on trouve une contribution divergente. Un des graphes introduisant ces divergences est indiqué sur la figure I.1: dans la boucle peuvent circuler des fermions de très grande impulsion. Pour calculer ce graphe, on introduit une coupure arbitraire Λ ("cut-off") sur l'impulsion des particules qui peuvent circuler dans la boucle. Les corrections à la masse du Higgs sont alors proportionnelles à Λ^2 et peuvent atteindre des valeurs anormalement grandes si Λ est grand.

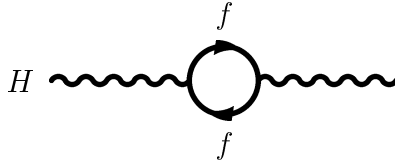


Figure I.1: Un exemple de graphe à une boucle contribuant à la divergence quadratique de l'énergie propre du Higgs.

L'échelle d'énergie du MS (λ_{MS}) est de l'ordre de l'échelle électrofaible ($v = 246$ GeV), on peut en effet remarquer que les masses présentes dans le Modèle Standard (masses des fermions et des bosons de jauge) sont proportionnelles à v . Jusqu'où le Modèle Standard est-il valable? A priori, il est valable jusqu'à une échelle d'énergie à partir de laquelle on attend de nouveaux phénomènes (nouvelles particules, nouvelles interactions) comme par exemple l'échelle d'unification $M_{GUT} \sim 10^{14} - 10^{17}$ GeV ou l'échelle de Planck $M_p \sim 10^{19}$ GeV. Si on suppose que l'échelle de la nouvelle physique λ_{NP} est M_{GUT} ou M_p alors on peut écrire l'évolution de la masse du Higgs, en prenant en compte les corrections radiatives, sous la forme suivante:

$$M_H^2(\lambda_{MS}) = M_H^2(\lambda_{NP}) + C_1 g^2 (\lambda_{NP}^2 - \lambda_{MS}^2) + C_2 g^2 \ln \frac{\lambda_{NP}}{\lambda_{MS}} + o(g^4) \quad (\text{I.19})$$

où on a choisit $\Lambda = \lambda_{NP}$. On voit d'après (I.19), pour conserver $M_H(\lambda_{MS}) \ll \lambda_{NP}$ (pour conserver la perturbativité du modèle jusqu'à l'échelle λ_{NP} , on doit supposer le terme de couplage λ soit de l'ordre de 1 au maximum ce qui impose une limite supérieure sur la masse du Higgs de l'ordre du TeV), il faut régler extrêmement précisément la valeur de $M_H^2(\lambda_{NP})$ afin de compenser le deuxième terme de (I.19) qui est de l'ordre de λ_{NP}^2 . Ce problème est appelé problème de "réglage fin", il est relié au problème de la hiérarchie [5] entre les 2 échelles d'énergie qui ont été introduites.

Conclusions sur le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) a été vérifié par un très grand nombre de tests expérimentaux, en particulier à LEP, et est actuellement en excellent accord avec les données. Cependant, le boson de Higgs prédit par le Modèle Standard n'a pas été découvert jusqu'à maintenant alors qu'il est la conséquence directe du processus de génération des masses dans le Modèle Standard. La limite inférieure actuelle sur les boson de Higgs est de 89.3 GeV [6]. Du point de vue théorique, plusieurs aspects du MS sont insatisfaisants, laissant à penser que ce que l'on voit est une manifestation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les points faibles du Modèle Standard sont indiqués ci-dessous:

- Le MS a 19 paramètres ajustables, ces paramètres ne peuvent être déduits que de l'expérience:

- 3 masses de leptons et 6 masses de quarks,

- 3 constantes de couplage $\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$ $i = 1, 2, 3$ correspondant à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte, on utilise généralement les paramètres $\alpha_{e.m.}$, $\sin^2(\theta_W)$ et α_{fort} ,

- 4 paramètres de la matrice CKM (3 angles et 1 terme de phase),

- 2 paramètres introduits pour le potentiel de Higgs μ^2 et λ ,

- 1 paramètre de violation de CP pour l'interaction forte (l'expérience montre que la valeur de ce paramètre est compatible avec 0).

- La brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est introduite "à la main", en choisissant une valeur de μ^2 négative, alors qu'elle pourrait être la conséquence d'un principe théorique plus fondamental. Le MS, même s'il décrit bien la brisure spontanée de symétrie de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ vers $U(1)_{e.m.}$, n'explique pas son origine.

- Le Modèle Standard n'explique pas le nombre de 3 familles de leptons et 3 familles de quarks.

- Le problème le plus grave du Modèle Standard est sans doute le problème de la hiérarchie de masse qui a été exposé dans le paragraphe précédent.

Plusieurs modèles (objets composites, technicouleur [7]) ont été élaborés pour expliquer ou résoudre les points précédemment cités sans réel succès. La supersymétrie offre une approche différente par rapport aux modèles précédents puisqu'elle introduit une nouvelle symétrie grâce à laquelle les divergences quadratiques s'éliminent de manière plus naturelle. En ce qui concerne la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, elle est obtenue comme une conséquence de la brisure de la supersymétrie dans certains modèles de grande unification. Les différents aspects de la supersymétrie sont traités dans le paragraphe suivant.

I.2 La supersymétrie

I.2.1 Les motivations pour la supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) est une symétrie nouvelle qui connecte les bosons et les fermions. Les principaux arguments en faveur de la supersymétrie sont basés sur des considérations théoriques. Le théorème de Haag-Lopuszanski-Sohnius [8] montre que la plus grande symétrie qu'une théorie des champs peut avoir est le produit d'une symétrie de jauge interne et du groupe de supersymétrie (qui inclut le groupe de Lorentz). Actuellement, le MS est entièrement basé sur une théorie de jauge alors pourquoi ne pas essayer d'y introduire la supersymétrie? Depuis le succès du MS il y a eu de nombreuses tentatives pour unifier les quatre forces connues de la nature, c'est-à-dire associer dans une même théorie les trois forces du MS et la gravité quantique. Il apparaît que les seules théories d'unification qui soit cohérentes impliquent la supersymétrie; lorsque la supersymétrie est formulée de manière locale, elle inclut la théorie de relativité générale d'Einstein.

A ces motivations purement théoriques s'ajoutent des motivations plus phénoménologiques: afin de résoudre le problème de la hiérarchie, le spectre de masse des particules supersymétriques doit être suffisamment proche du spectre de masse des particules du MS, comme nous le verrons dans la suite. Cette contrainte laisse supposer que les particules supersymétriques sont accessibles aux collisionneurs actuels et futurs.

Nous verrons également que les modèles supersymétriques, dans ces conditions, prévoient l'unification des constantes de couplages de jauge à une échelle de 10^{16} GeV environ.

La brisure spontanée de la symétrie électrofaible est une conséquence de la brisure de la supersymétrie dans la théorie de supergravité alors que celle-ci était introduite à la main dans le Modèle Standard. Ce mécanisme de brisure spontanée fonctionne parfaitement si la masse du quark top est comprise entre 150 et 200 GeV; ce qui est tout à fait cohérent avec la mesure actuelle de masse du quark top $m_t = 175.9 \pm 4.8 \pm 4.9$ GeV [3].

En imposant des restrictions supplémentaires sur la conservation du nombre leptonique et du nombre baryonique, les modèles prévoient l'existence d'une particule SUSY stable (la plus légère des particules SUSY) et faiblement interagissante avec la matière, qui pourrait être un bon candidat pour résoudre en partie le problème de la matière "cachée" de l'univers.

I.2.2 Les générateurs de la supersymétrie

Les transformations de supersymétrie Q changent un état bosonique $|B\rangle$ en un état fermionique $|F\rangle$ et inversement:

$$Q|B\rangle = |F\rangle, \quad Q|F\rangle = |B\rangle \quad (\text{I.20})$$

Le boson B et le fermion associé F diffèrent seulement par leur spin (la différence de spin entre B et F est de $\pm\frac{1}{2}$). Ceci signifie que le générateur de la supersymétrie a un spin $1/2$. La paire fermion-boson mentionnée ci-dessus appartient à un même multiplet supersymétrique (B, F) .

Une des propriétés importante de Q est qu'il satisfait la relation d'anticommutation suivante:

$$\{Q, \bar{Q}\} = 2\gamma^\mu P_\mu \quad (\text{I.21})$$

Il vérifie aussi la propriété:

$$[P^\mu, Q] = 0 \quad (\text{I.22})$$

où P_μ est le générateur des translations d'espace-temps. La première relation signifie que deux transformations successives de supersymétrie constituent une translation de l'espace-temps. Si les transformations sont locales alors l'invariance sous la supersymétrie implique l'invariance sous des transformations générales de coordonnées d'espace-temps. En d'autres termes, les théories SUSY incluent la relativité générale.

Quelques propriétés des théories supersymétriques

- Dans la théorie supersymétrique $N=1$ (i.e. un seul générateur de supersymétrie) il y a une particule supersymétrique associée à chaque particule non supersymétrique. Plus exactement une "sparticule" est associée à chaque degré de liberté de spin de la particule non supersymétrique correspondante, puisque l'opérateur Q agit sur les états de spin. Cela signifie par exemple que l'électron qui a deux états d'hélicité appartient à un supermultiplet gauche (e_L, \tilde{e}_L) et à un supermultiplet droit (e_R, \tilde{e}_R) .

- A partir de la relation (I.22) on déduit que $[P^2, Q] = 0$ où $P^2 = P^\mu P_\mu$ est l'opérateur masse-carrée. Si la supersymétrie est une symétrie exacte, cela indique clairement que les masses des particules d'un même supermultiplet sont égales.

La supersymétrie et le problème de la hiérarchie

Dans le Modèle Standard les corrections de boucles à la masse du Higgs introduisaient des divergences quadratiques en fonction de la coupure Λ sur les impulsions des particules qui circulaient dans les boucles. La supersymétrie introduit de nouvelles particules qui contribuent également à l'énergie propre du Higgs avec les mêmes graphes de Feynman mais en remplaçant les boucles de fermions par des boucles de bosons et inversement. Chaque boucle de fermion contribue avec un signe -1 et chaque boucle de bosons avec un signe +1. La

supersymétrie implique que les constantes de couplage et les masses des superpartenaires sont égales, en conséquence les divergences quadratiques qui interviennent dans le calcul de l'énergie propre du Higgs s'annulent (le terme de divergence logarithmique ne pose pas de problème pour la renormalisation). Si la supersymétrie est réalisée, elle résout donc le problème de la hiérarchie du Modèle Standard; le problème est qu'aucune particule supersymétrique n'a encore été observée avec une masse égale à celle de son partenaire standard. Ceci implique qu'à l'échelle électrofaible, la supersymétrie est brisée (nous reviendrons sur la brisure de la supersymétrie). Pour conserver la masse du Higgs au maximum de l'ordre du TeV et ne pas faire resurgir le problème de la hiérarchie, il faut que la brisure de la supersymétrie soit "douce", ce qui implique que la différence de masse entre les particules standards et leur partenaire SUSY soit au plus de l'ordre du TeV:

$$|m_B^2 - m_F^2| \leq O(1TeV) \quad (I.23)$$

Si la supersymétrie résout le problème de la hiérarchie, les particules supersymétriques seront donc accessibles aux collisionneurs présents et futurs.

I.3 L'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard: le MSSM

Le MSSM est l'extension supersymétrique la plus simple et la plus réaliste du Modèle Standard. Il existe dans la littérature plusieurs modèles basés sur le MSSM qui donnent des prédictions phénoménologiques différentes. Les différences entre ces modèles sont liées à la manière dont on brise la supersymétrie.

I.3.1 Le contenu en champ du MSSM

Les premières tentatives pour rendre le Modèle Standard supersymétrique consistaient à mettre dans un même supermultiplet des particules déjà existantes dans le souci d'avoir un nombre minimal de nouvelles particules à introduire: nous savons que le boson de Higgs, qui a un spin nul, est nécessaire dans la théorie du Modèle Standard; alors pourquoi ne serait-il pas le partenaire supersymétrique d'un lepton ou d'un quark? Des tentatives de ce genre [9] ont toutes échoué pour des raisons de conservation du nombre leptonique ou du nombre baryonique. Puisqu'il est impossible d'associer dans un même supermultiplet 2 particules connues, le prix à payer pour obtenir une extension supersymétrique du Modèle Standard est un quasi-doublement du spectre des particules.

Il existe 3 types de supermultiplets dans le MSSM:

Les supermultiplets chiraux (ψ, s)

ψ décrit les particules de spin 1/2 (quarks et leptons) et s est un champ scalaire complexe (squarks, sleptons).

Les supermultiplets vecteurs (A^μ, χ)

A^μ est un champ de spin 1, c'est-à-dire les champs associés aux bosons de jauge du Modèle Standard, B^μ , W_i^μ $i = 1, 2, 3$ et les 8 champs gluoniques G_a^μ $a = 1, 2, \dots, 8$. Les champs supersymétriques associés χ sont de spin 1/2. Les partenaires SUSY des champs de jauge électrofaible vont ensuite donner naissance aux charginos et aux neutralinos.

Le supermultiplet de gravitation (g, \tilde{g})

Puisque les théories supersymétriques incluent naturellement la gravitation, on introduit un troisième supermultiplet incluant le graviton g , médiateur de l'interaction gravitationnelle (spin-2), et son partenaire supersymétrique le gravitino (spin 3/2).

Nous voyons que les particules présentes dans le Modèle Standard s'inscrivent dans les deux premiers supermultiplets. Il faut noter que dans un supermultiplet il y a autant de degré de liberté bosonique que de degré de liberté fermionique. Par exemple pour les quarks et les leptons qui peuvent prendre deux états de polarisation différents on associe à chacun 2 squarks (\tilde{q}_L et \tilde{q}_R) et 2 sleptons (\tilde{l}_L et \tilde{l}_R) qui ont chacun un seul état de spin. Pour les bosons de jauge, on a deux états de polarisation (on considère à ce niveau de la théorie que les bosons de jauge sont de masse nulle) et ils sont associés à des jauginos de spin 1/2 qui ont aussi deux états de spin.

Le secteur de Higgs du MSSM

Les partenaires supersymétriques des champs de Higgs sont les higgsinos, des fermions de spin 1/2, et la présence de nouveaux champs de spin 1/2 peut générer des anomalies: les anomalies surviennent dans le calcul de certains graphes triangulaires dans lesquels circulent tous les fermions possibles. Elles brisent la renormalisabilité de la théorie. Dans le Modèle Standard, il n'y avait pas ce genre de problème puisque les contributions s'annulaient exactement. Les seuls nouveaux fermions que l'on a introduit qui contribuent à ce graphe sont les higgsinos. Une condition nécessaire pour annuler les anomalies est que $\sum Y_f = 0$ où Y_f est l'hypercharge du fermion f contribuant à la boucle. Donc si on introduit un higgsino avec une hypercharge +1 il est nécessaire d'en introduire un second avec une hypercharge -1. Ces deux higgsinos doivent provenir de deux doublets de champs de Higgs:

$$H_1 = (\phi_1^+, \phi_1^0) \text{ et } H_2 = (\phi_2^0, \phi_2^-)$$

Ces champs de Higgs sont avec les higgsinos dans des supermultiplets chiraux.

En outre, la supersymétrie requiert la présence de deux doublets de champs de Higgs pour briser la symétrie électrofaible. En effet 2 doublets sont nécessaires pour donner une masse aux quarks de type "up" et aux quarks de type "down". On s'attend à ce que les doublets de Higgs acquièrent une valeur moyenne dans le vide non nulle $\langle H_2 \rangle = (v_2, 0)$ donnant une masse aux quarks de type u et $\langle H_1 \rangle = (0, v_1)$ donnant une masse aux quarks de type d et aux leptons chargés.

Le tableau I.1 résume le contenu en champs du MSSM.

I.3.2 Les interactions et le superpotentiel

Pour construire le MSSM, il est nécessaire de "supersymétriser" les interactions de jauge ainsi que les termes de Yukawa.

Supermultiplets chiraux			
ψ , spin 1/2		s , spin 0	
Quarks	$(u, d)_L; u_R, d_R$	Squarks	$(\tilde{u}, \tilde{d})_L; \tilde{u}_R, \tilde{d}_R$
Leptons	$(\nu, e)_L; e_R$	Sleptons	$(\tilde{\nu}, \tilde{e})_L; \tilde{e}_R$
Higgsinos	$\tilde{H}_1 = (\tilde{\phi}_1^+, \tilde{\phi}_1^0)$ $\tilde{H}_2 = (\tilde{\phi}_2^0, \tilde{\phi}_2^-)$	Higgs	$H_1 = (\phi_1^+, \phi_1^0)$ $H_2 = (\phi_2^0, \phi_2^-)$
Supermultiplets vecteurs			
A^μ , spin 1		χ , spin 1/2	
Gluons	G^a	Gluinos	\tilde{G}^a
Bosons de jauge électrofaible	B, W^α	Jauginos	$\tilde{B}, \tilde{W}^\alpha$
Supermultiplet de gravitation			
Graviton	g , spin 2	Gravitino	\tilde{g} , spin 3/2

Tableau I.1: Résumé du contenu en champ dans le MSSM. (u, d) représentent les trois familles de quarks et (ν, e) , les trois familles de leptons. $\alpha = 1, 2, 3$ et $a = 1, 2, \dots, 8$ sont respectivement les indices pour les trois générateurs $SU(2)$ et les huit générateurs $SU(3)$.

Les interactions de jauge

Nous avons trois types de termes pour les interactions de jauge:

(1) Tout d'abord les interactions des bosons de jauge avec les fermions. On obtient les termes d'interaction de la manière habituelle en remplaçant dans le Lagrangien la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ comme pour le Lagrangien du Modèle Standard :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a \quad (\text{I.24})$$

Ce remplacement donne les termes d'interaction de jauge du Modèle Standard et donne également les termes d'interaction entre les bosons de jauge du Modèle Standard et les jauginos.

(2) On a ensuite les interactions des jauginos avec les supermultiplets chiraux:

$$L_\chi = -i \left(\frac{g_1}{\sqrt{2}} \tilde{B} s^\dagger \psi + \frac{g_2}{\sqrt{2}} \tilde{W}_\alpha s^\dagger \tau^\alpha \psi + \frac{g_3}{\sqrt{2}} \tilde{G}_a s^\dagger \lambda^a \psi \right) \quad (\text{I.25})$$

Le supermultiplet chirale (ψ, s) représente implicitement les supermultiplets (quark, squark), (lepton, slepton), (neutrino, sneutrino).

(3) Enfin on a une contribution additionnelle qui est un couplage à quatre bosons scalaires que l'on appelle le terme D:

$$V_D = \frac{1}{2} \sum_{i,a} g_i D_i^a D_i^a; \quad D_i^a = \sum_m s_m^\dagger T_i^a s_m \quad (\text{I.26})$$

Pour $i = 1, 2, 3$ fixé, T_i^a ($a = 1, \dots, d_i$) représente les d_i générateurs du groupe g_i , avec $g_1 = U(1)_Y$, $g_2 = SU(2)_L$ et $g_3 = SU(3)_c$.

Toutes les interactions que l'on vient d'introduire sont ensemble supersymétriques et invariantes de jauge. L'étape suivante consiste à introduire des termes de Yukawa qui soient aussi entièrement supersymétriques.

Les termes de Yukawa

Les termes de Yukawa sont obtenus à partir du superpotentiel dont la forme la plus générale est la suivante:

$$W = m_{ij}s_i s_j + \lambda_{ijk}s_i s_j s_k \quad (\text{I.27})$$

où m_{ij} et λ_{ijk} sont des constantes et s_i , s_j et s_k désignent l'ensemble des champs scalaires (spin 0), c'est-à-dire les squarks, les sleptons et aussi les champs de Higgs. Il n'existe pas de terme d'ordre supérieur dans le superpotentiel pour des raisons d'invariance de jauge et de renormalisabilité.

Les interactions de Yukawa sont de deux types:

- Le "terme F" représente les interactions de Bose-Yukawa

$$V_F = \left(\frac{\partial W}{\partial s_m} \right)^\dagger \frac{\partial W}{\partial s_m} \quad (\text{I.28})$$

- Le Lagrangien L_Y représente les interactions de Fermi-Yukawa:

$$L_Y = -\frac{1}{2} \bar{\psi}_m^c \frac{\partial^2 W}{\partial s_m \partial s_n} \psi_n + h.c. \quad (\text{I.29})$$

où ψ^c est le conjugué de charge de ψ .

Ceci représente la forme la plus générale des termes de Yukawa. Dans la suite nous nous intéresseront uniquement au superpotentiel qui conserve le nombre baryonique (B) et le nombre leptonique (L). Ce superpotentiel est de la forme suivante:

$$W_R = \mu H_1 H_2 + h_u \tilde{Q}_L H_2 \tilde{U}_R + h_d \tilde{Q}_L H_1 \tilde{D}_R + h_e \tilde{L}_L H_1 \tilde{E}_R \quad (\text{I.30})$$

h_u , h_d et h_e sont des matrices 3×3 , comme dans le Modèle Standard, ce qui permet d'avoir des mélanges entre les familles de quarks dans l'expression finale du Lagrangien L_Y . \tilde{Q}_L et \tilde{L}_L sont des doublets électrofaibles gauches qui contiennent les squarks et les sleptons et sneutrinos; \tilde{U}_R , \tilde{D}_R et \tilde{E}_R sont les singlets électrofaibles correspondants. C'est la même construction que pour le Modèle Standard. μ est un paramètre de masse pour les champs de Higgs.

La R-parité

La conséquence directe du choix du superpotentiel W_R est la conservation d'une quantité que l'on nomme la R-parité [9]. Cette quantité s'exprime grâce au spin S , au nombre baryonique B ($1/3$ pour les quarks et les squarks et 0 pour les autres particules) et au nombre leptonique L (1 pour les leptons, sleptons, neutrinos, sneutrinos et 0 pour les autres particules).

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad (\text{I.31})$$

Dans un même supermultiplet, la particule et son partenaire supersymétrique diffèrent de par leur spin, alors que les nombres leptoniques et baryoniques sont identiques. Ceci implique d'après la formule précédente que les particules et leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité opposée. De plus, la R-parité vaut toujours $+1$ pour les particules du Modèle Standard et -1 pour les particules supersymétriques.

La conservation de la R-parité a deux conséquences immédiates:

- Lorsqu'on produit des particules supersymétriques à partir de particules standards, on doit nécessairement les produire par paires.
- Par construction, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable, celle-ci ne pouvant se désintégrer ni en une autre particule SUSY ni en une particule standard.
- La seconde particule supersymétrique la plus légère (NLSP) se désintègre en LSP plus des particules standards.

La conservation de la R-parité est un aspect phénoménologique important du point de vue expérimentale. Dans les collisions e^+e^- , les LSP produites, soit directement, soit par désintégration de particules SUSY plus massives, ne seront pas détectées et l'énergie emportée par ces particules est perdue. Il en résulte une grande énergie manquante qui sera utilisée pour rechercher les particules SUSY dans les collisions e^+e^- . Nous supposons dans toute la suite que la R-parité est conservée.

Le problème du μ

On voit dans l'expression I.30 du superpotentiel W_R qu'il apparaît un terme de masse μ pour les Higgs. Ce paramètre doit donc être du même ordre de grandeur que l'échelle électrofaible. Dans le potentiel du MSSM et même après la brisure de la supersymétrie μ reste un paramètre libre de la théorie. A priori, ce paramètre n'a aucune raison d'avoir une valeur qui soit de l'ordre du TeV, puisque la théorie introduit des échelles d'énergie qui sont beaucoup plus grandes comme l'échelle d'unification $\Lambda_U \sim 10^{16}$ GeV ou la masse de Planck $M_P \sim 10^{19}$ GeV. Ceci est appelé le "problème du μ " du MSSM [10]. On peut apporter une solution à cela dans les modèles de supergravité en introduisant une symétrie de Peccei-Quinn (PQ) [11]. Cela consiste à remplacer le terme $\mu H_1 H_2$ du superpotentiel par un terme proportionnel à $\frac{1}{M_P} S_1 S_2 H_1 H_2$, où S_1 et S_2 sont des super champs singlets de $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$. La brisure spontanée de la symétrie PQ à l'échelle $10^{10} \sim 10^{13}$ GeV peut alors donner naissance à un paramètre μ de l'ordre du TeV.

I.3.3 La brisure de la supersymétrie

Comme nous l'avons déjà discuté, la supersymétrie n'est pas une symétrie exacte puisque nous n'observons pas de sfermions qui ont la même masse que leur partenaire fermion dans le Modèle Standard. La supersymétrie doit donc être brisée. Cependant, la brisure doit être une brisure "douce" afin de ne pas réintroduire des corrections quantiques, à la masse des scalaires, qui divergent quadratiquement. L'absence de ce type de divergences était en effet l'un des principaux arguments en faveur de la supersymétrie. Le Lagrangien de brisure "douce" peut s'écrire comme suit:

$$L_{brisure} = -\sum_a m_a \chi_a \chi_a^\dagger - \sum_{i,j} m_{0ij}^2 s_i s_j^\dagger + B\mu H_1 H_2 + \\ A_u h_u \tilde{Q}_L H_2 \tilde{U}_R + A_d h_d \tilde{Q}_L H_1 \tilde{D}_R + A_e h_e \tilde{L}_L H_1 \tilde{E}_R \quad (I.32)$$

m_a ($a = 1, 2, 3$), est un terme de masse pour les jauginos de type $U(1)$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$ respectivement; m_{0ij}^2 sont des matrices de masses pour les squarks et les sleptons; $B\mu$ est un paramètre de masse pour les deux doublets de Higgs et les matrices 3×3 $A_d h_d$, $A_u h_u$ et $A_e h_e$ contiennent des paramètres de couplages trilinéaires pour les champs scalaires. Les termes de brisure "douce" ont été répertoriés et classés dans la référence [12]. Le Lagrangien de brisure (I.32) contient un grand nombre de paramètres libres; un modèle qui introduit trop de nouveaux paramètres peut difficilement faire des prédictions intéressantes. Certains modèles supposent l'existence à haute énergie d'une échelle d'unification; à partir de contraintes d'unification, on peut réduire considérablement le nombre de paramètres libres du modèle comme nous le verrons dans le paragraphe I.3.5 pour le modèle de supergravité.

I.3.4 Evolution des couplages avec l'échelle d'énergie

Les mesures expérimentales de précision et les équations du groupe de renormalisation permettent d'extrapoler les 3 constantes de couplage électromagnétique faible et forte jusqu'à de très grandes échelles d'énergie, dans le cadre du Modèle Standard d'une part et dans le cadre du MSSM d'autre part. L'évolution des constantes de couplage avec l'échelle d'énergie dépend beaucoup du contenu en particules de la théorie, en particulier, du nombre de doublets de Higgs de la théorie; elle dépend faiblement du modèle spécifique d'unification et du nombre de familles. En faisant évoluer les constantes de couplage, en partant de l'échelle électrofaible vers les grandes échelles d'énergie, on peut voir quel contenu en particules est cohérent avec l'unification, indépendamment d'un modèle particulier. La figure I.2 [16] montre l'évolution de l'inverse des constantes de couplage, si on considère le contenu en particules du MS d'une part ou le contenu en particules du MSSM d'autre part, en utilisant les mesures LEP des constantes de couplage à basse énergie au pic du Z:

$$\alpha_{e.m.}(M_Z)^{-1} = 127.9 \pm 0.1$$

$$\sin^2(\theta_W) = 0.2316 \pm 0.0003$$

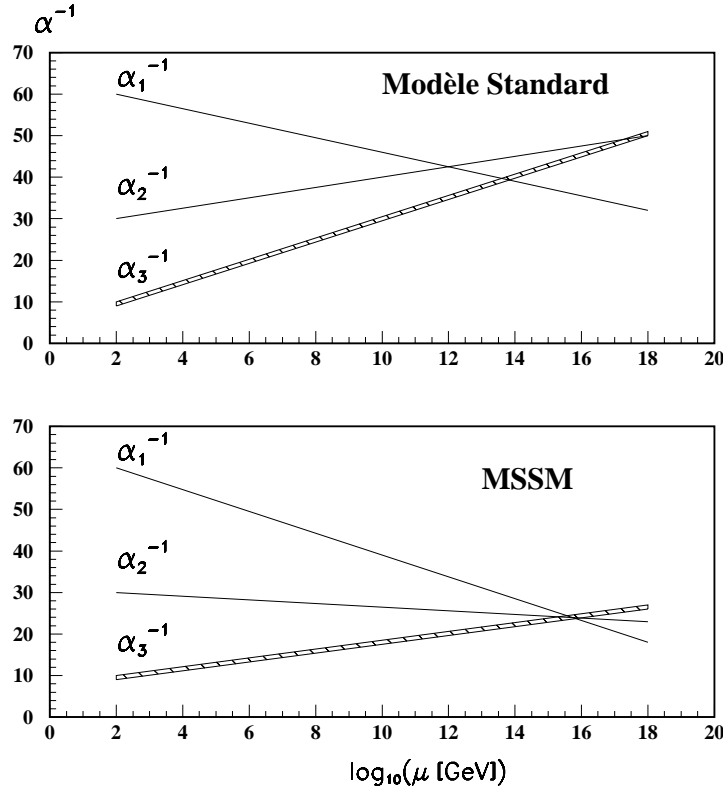


Figure I.2: Evolution des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'échelle d'énergie. Les constantes de couplage ne se rencontrent pas dans le cadre du Modèle Standard alors qu'elle se rencontrent à une échelle de l'ordre de 10^{16} GeV dans le cadre du MSSM.

$$\alpha_s(M_Z) = 0.12 \pm 0.01$$

La figure montre que les constantes de couplage ne se rencontrent pas dans le cadre du Modèle Standard alors qu'elles se rencontrent, avec une bonne précision, dans le cadre du MSSM à une échelle d'environ $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV. Bien sur, ceci ne constitue pas une preuve de l'existence de la supersymétrie ni même d'une théorie sous-jacente à grande échelle mais cela suggère simplement l'idée d'une grande unification.

I.3.5 Les théories d'unification et le modèle de supergravité

Les termes du Lagrangien de brisure (I.32) sont introduits de manière ad-hoc. De plus il y a un très grand nombre de paramètres ajustables dans ce Lagrangien. La supergravité offre la possibilité d'obtenir plus naturellement un Lagrangien de brisure "douce" de la supersymétrie et l'unification sous-jacente permettent de diminuer considérablement le nombre de paramètres libres de ce Lagrangien.

Considérons les conditions suivantes:

- Il existe un secteur de grande unification basé sur un groupe G entre les échelles M_P et M_{GUT} , et qui se brise en $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_c$ à l'échelle M_{GUT} .
- Il existe un secteur caché (singlet de jauge par rapport au groupe G du secteur physique) qui brise la supersymétrie en communiquant uniquement gravitationnellement avec le secteur physique.
- Le spectre des particules légères en dessous de l'échelle M_{GUT} est seulement celui du MSSM.

Les modèles qui vérifient ces conditions conduisent à un terme de brisure "douce" de la supersymétrie du type (I.32) où la matrice m_{ij}^2 est remplacée par m_0 un terme de masse commune pour les scalaires, les paramètres m_a ($a=1,2,3$) deviennent $m_{1/2}$ la masse commune des jauginos et les constantes de brisure "douce" A_{ij}^{ude} prennent la valeur universelle A_0 . Ces quatre constantes paramétrisent en quelque sorte notre ignorance sur le secteur caché qui brise la supersymétrie. Le résultat de cette opération est une simplification de la théorie globale SUSY. Dans le premier cas les termes de brisure de la supersymétrie étaient introduits "à la main", comme la brisure électrofaible dans le Modèle Standard, alors que dans le cadre d'une théorie d'unification le terme de brisure est introduit plus naturellement. On a diminué considérable du nombre de paramètres libres qui étaient introduits pour briser la supersymétrie. Les seules paramètres libres sont :

$$m_0, m_{1/2}, \mu, A_0 \text{ et } B$$

Autres modèles

Dans certains modèles de grande unification, il n'y a pas de masses communes pour les jauginos à l'échelle M_{GUT} . D'autres modèles impliquent la non-universalité des masses des scalaires à l'échelle M_{GUT} . La référence [14] montre une comparaison entre différents modèles de ce type en expliquant les conséquences directes sur la phénoménologie en particulier pour les charginos et les neutralinos.

I.3.6 Brisure radiative de la symétrie électrofaible induite par la supergravité

Comme nous le savons, la brisure spontanée de symétrie de $SU(2) \times U(1)$ dans le Modèle Standard est obtenue en donnant une valeur négative au paramètre de masse μ^2 du potentiel de Higgs sans en préciser l'origine. Le but de cette brisure de symétrie était de générer un terme de masse pour les fermions et les bosons de jauge du Modèle Standard. Dans la théorie SUSY il faut conserver cette brisure électrofaible pour les mêmes raisons mais dans ce cas, elle est une conséquence directe de la brisure de la supersymétrie. En effet, le Lagrangien de brisure de la supersymétrie (dont on a expliqué les termes à l'échelle d'unification M_{GUT}) contient déjà les termes qui seront à l'origine de la brisure $SU(2) \times U(1)$. On peut écrire la partie de ce Lagrangien qui implique seulement les champs de Higgs :

$$V_0 = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 (H_1 H_2 + h.c) + \frac{1}{8} (g_2^2 + g_1^2) (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 \quad (\text{I.33})$$

où les termes m_i^2 , g_2 et g_1 sont fonction de l'échelle d'énergie et sont déterminés grâce aux équations du groupe de renormalisation (RGE). A l'échelle GUT on a :

$$\begin{aligned} m_1^2(M_{GUT}) &= m_2^2(M_{GUT}) = m_0^2 + \mu^2; \quad m_3^2(M_{GUT}) = -B\mu \\ g_2(M_{GUT}) &= g_{GUT} = \frac{5}{3}g_1(M_{GUT}) \end{aligned} \quad (I.34)$$

Une condition nécessaire pour avoir la brisure électrofaible est qu'un des paramètres de masse des champs de Higgs devienne négatif lorsqu'on fait évoluer l'échelle d'énergie jusqu'à l'échelle électrofaible. Ceci arrive pour la masse du champ H_2 , $m_{H_2}^2 = m_2^2 - \mu^2$, grâce à la forte contribution du couplage de Yukawa du quark top qui va rendre négative la masse $m_{H_2}^2$ à l'échelle d'énergie électrofaible. Le potentiel V_0 acquiert donc un minimum pour des valeurs moyennes dans le vide non nulles des champs de Higgs $\langle H_1 \rangle = (0, v_1)$ et $\langle H_2 \rangle = (v_2, 0)$:

$$\frac{\partial V}{\partial H_i}(v_i) = 0 \quad (i = 1, 2) \quad (I.35)$$

Seul le rapport $v_1/v_2 = \tan\beta$ intervient dans les 2 équations I.35 puisque les deux valeurs v_1 et v_2 sont reliées par la relation $M_Z^2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{2}(v_1^2 + v_2^2)$ où M_Z est la masse du boson Z . En utilisant ces 2 équations, on fixe deux des paramètres GUT en terme de $\tan\beta$ et des autres paramètres. On peut par exemple éliminer B et $|\mu|$ alors qu'il y a deux choix possibles suivant le signe de μ . Ceci est une conséquence importante de la brisure radiative électrofaible puisque cela permet de supprimer 2 des paramètres libre de la théorie. Au total il reste donc 4 paramètres et un signe qui permettent d'exprimer toutes les masses des particules SUSY:

$$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan\beta, \text{sign}(\mu)$$

En outre, la brisure radiative de la symétrie électrofaible a fourni un terme de masse aux quarks et aux leptons; les quarks de type "up" (u,c,t) ont une masse proportionnelle à v_2 tandis que les quarks de type "down" (d,s,b) et les leptons (e, μ , τ) ont une masse proportionnelle à v_1 .

I.3.7 Le masse des bosons de Higgs et des partenaires SUSY dans le MSSM

Nous nous placerons ici dans le cadre plus générale où le paramètre μ du modèle de supergravité n'est pas contraint pas la brisure radiative de la symétrie électrofaible.

La masse des Higgs

Le spectre du secteur de Higgs dans le MSSM contient 2 bosons de Higgs neutres avec un CP pair, h et H (conventionnellement $m_h < m_H$), un boson de Higgs neutre avec un CP impair, A, et une paire de bosons de Higgs chargés H^\pm . On peut exprimer les masses m_H ,

m_h et M_{H^\pm} à l'ordre des arbres (i.e. sans tenir compte des corrections à 1 boucle ou plus) en fonction de $\tan\beta$ et de la masse m_A du Higgs A, comme paramètres libres:

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + M_{W^\pm}^2 \\ m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}[M_Z^2 + m_A^2 \mp \sqrt{(M_Z^2 + m_A^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2(2\beta)}] \end{aligned} \quad (\text{I.36})$$

Ceci donne la relation particulière $m_h < |\cos(2\beta)|M_Z$. Ceci implique que l'un des bosons de Higgs du MSSM soit plus léger que le boson Z, ce qui a suscité un grand intérêt du point de vue de la recherche expérimentale. Cependant ce calcul est fait à l'ordre de l'arbre et, si on inclut les calculs aux ordres supérieurs, les prédictions sur les masses sont modifiées et la masse du Higgs h devrait maintenant être inférieure à ~ 130 GeV [15].

La masse des sfermions

La masse des particules SUSY est une quantité qui est définie à basse énergie de l'ordre de l'échelle électrofaible. En utilisant les équations RGE on peut exprimer les masses physiques en fonction des paramètres précédemment introduits. En négligeant les termes de mélange entre les générations (on peut faire cette approximation pour les squarks et sleptons de faible masse en laissant de côté pour le moment les sfermions de la troisième génération), on obtient l'expression suivante pour les masses:

$$m_{\tilde{f}}^2 = m_f^2 + M_Z^2 \cos 2\beta (T_3^f - \sin^2 \theta_W Q_f) + m_0^2 + C(\tilde{f})m_{1/2}^2 \quad (\text{I.37})$$

Les valeurs de $C(\tilde{f})$ sont fonction de l'échelle de basse énergie à laquelle on veut estimer la masse, de l'échelle GUT (M_{GUT}) et de la constante de couplage α_{GUT} à l'échelle GUT [13]: on a $C(\tilde{q}) \sim 5 \rightarrow 8$ et $C(\tilde{l}) \sim 0.15 \rightarrow 0.5$. T_3^f est la troisième composante de l'isospin et Q_f la charge électrique. Le tableau suivant résume les valeurs de T_3^f et Q_f pour les fermions.

Fermions	ν_L	l_L	l_R	u_L	u_R	d_L	d_R
Q_f	0	-1	-1	+2/3	+2/3	-1/3	-1/3
T_3^f	+1/2	-1/2	0	+1/2	0	-1/2	0

Tableau I.2: Valeurs de T_3^f et Q_f pour les fermions.

On remarque que la masse des scalaires contient un terme m_0^2 puisqu'à l'échelle d'unification, on a fait la supposition que les masses des scalaires étaient dégénérées et avaient une masse commune m_0 . Lorsque le terme m_0 est grand (de l'ordre du TeV) la masse des scalaires est presque dégénérée; lorsqu'il devient petit, la masse des squarks reste presque dégénérée, puisque le terme $C(\tilde{f})m_{1/2}^2$ est dominant, alors que les sleptons ont des masses qui deviennent assez différentes puisque c'est dans ce cas le second terme de l'expression (I.37) qui devient dominant. Il y a en particulier une différence importante entre la masse des sleptons droits et la masse des sleptons gauches à cause de la valeur de l'hypercharge (cf le tableau I.2): par exemple, pour $m_0 = 60$ GeV, $\tan\beta = \sqrt{2}$ et $m_{1/2} = 117$ GeV, le sélectron droit a une masse de 80 GeV et le sélectron gauche a une masse de 109 GeV.

En outre, la contrainte (I.23) sur les masses des partenaires supersymétriques restreint la valeur du paramètre m_0 à l'ordre du TeV sinon on risque de réintroduire le problème de la hiérarchie.

Les sfermions de la troisième génération

La masse des sfermions de la troisième génération est fortement affectée par les forts couplages de Yukawa des quarks b et t . Par exemple, il en résulte un fort mélange entre les états gauches et les états droits du stop. Les états propres de masse pour les deux stops $\tilde{t}_{1,2}$ (par définition $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{t}_2}$) sont donc fonction de m_0 et $m_{1/2}$ comme pour les scalaires précédents mais aussi de μ et A_0 . Les parties non diagonales de la matrice de masse tendent à diminuer la masse du stop \tilde{t}_1 , en particulier on s'attend à ce que ce squark soit le plus léger des squarks.

La masse des jauginos

A partir de la relation d'unification de la masse des jauginos à l'échelle GUT, $M_1(M_{GUT}) = M_2(M_{GUT}) = M_3(M_{GUT}) = m_{1/2}$, on peut faire évoluer les masses M_i ($i=1,2,3$) de l'échelle GUT à l'échelle électrofaible en utilisant les équations du groupe de renormalisation. On obtient ainsi les relations suivantes à l'échelle M_Z :

$$M_i(M_Z) = m_{1/2} \frac{\alpha_i(M_Z)}{\alpha(M_{GUT})} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (\text{I.38})$$

soit numériquement $M_1(M_Z) \simeq 0.41 m_{1/2}$ et $M_2(M_Z) \simeq 0.84 m_{1/2}$. On peut aussi exprimer ces relations en supprimant $\alpha(M_{GUT})$; on obtient alors:

$$\begin{aligned} M_3(M_Z) &= \frac{\alpha_s \sin^2(\theta_W)}{\alpha_{em}} M_2(M_Z) \\ M_1(M_Z) &= \frac{5}{3} \tan^2(\theta_W) M_2(M_Z) \end{aligned} \quad (\text{I.39})$$

α_s , α_{em} et θ_W sont respectivement la constante de couplage fort, la constante de couplage électromagnétique et l'angle de mélange de Weinberg. Dans la suite on utilisera M_1 , M_2 et M_3 (à l'échelle M_Z) à la place de $m_{1/2}$ pour paramétrer la masse des jauginos.

I.4 Le secteur jaugino higgsino

Les charginos et les neutralinos sont un mélange des jauginos $SU(2) \times U(1)$, et des Higgsinos, les charginos correspondent au secteur chargé et les neutralinos au secteur neutre. Nous détaillerons dans la partie suivante plus précisément les masses et les couplages des charginos et des neutralinos ainsi que leurs modes de production et de désintégration.

I.4.1 La masse des charginos

Les charginos sont un mélange des Winos, partenaires SUSY des bosons W^\pm , et des higgsinos chargés, partenaires SUSY des Higgs chargés. En effet, la partie du Lagrangien qui contient les termes quadratiques dans les champs de Higgs et les jauginos chargés est de la forme suivante [20]:

$$L_{\chi^\pm} = \frac{1}{2}(\psi^+ \ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & M_{\chi^\pm}^T \\ M_{\chi^\pm} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c. \quad (I.40)$$

avec

$$M_{\chi^\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & M_W \sqrt{2} \cos \beta \\ M_W \sqrt{2} \sin \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (I.41)$$

$$\psi^+ = (-i\tilde{W}^+, \tilde{\Phi}_2^+), \quad \psi^- = (-i\tilde{W}^-, \tilde{\Phi}_1^-)$$

\tilde{W}^\pm , $\tilde{\Phi}_2^+$ et $\tilde{\Phi}_1^-$ représentent les champs associés aux Winos et aux higgsinos chargés. On voit que la matrice de masse M_{χ^\pm} pour le secteur higgsino-jaugino chargé n'est pas diagonale, on obtient les états propres de masse en diagonalisant la matrice définie dans le Lagrangien précédent. Pour cela, on recherche deux matrices unitaires et réelles telles que, les états suivants χ_i^\pm , $i = 1, 2$ soient états propres de masse:

$$\chi_i^+ = V_{ij} \psi_j^+, \quad \chi_i^- = U_{ij} \psi_j^-, \quad i = 1, 2 \quad (I.42)$$

Les états χ_i^\pm , $i = 1, 2$ sont des particules physiques que l'on appelle charginos. Leur masse est donnée par les valeurs propres de la matrice (I.41) à un signe près comme nous allons le voir:

$$M_{D_{1,2}} = \frac{1}{2}(\sqrt{(M_2 - \mu)^2 + 2M_W^2(1 + \sin 2\beta)} \mp \sqrt{(M_2 + \mu)^2 + 2M_W^2(1 - \sin 2\beta)}) \quad (I.43)$$

Le signe de $M_{D_{1,2}}$ peut être positif ou négatif; on écrit donc ces valeurs propres sous la forme $M_{D_i} = \eta_i M_{\chi_i^\pm}$ où η_i est le signe de M_{D_i} et $M_{\chi_i^\pm}$ la masse positive des charginos définie comme la valeur absolue de M_{D_i} . Afin de ne plus avoir de masses négatives, on peut redéfinir les matrices de mélange U et V en remplaçant V_{2n} par $\eta_2 V_{2n}$ et V_{1n} par $\eta_1 V_{1n}$, dans ce cas les valeurs propres de la matrice X deviennent:

$$M_{\chi_i} = U_{im}(\eta_i V_{in})X_{mn} \quad (I.44)$$

Par définition, le chargino χ_1^\pm est plus léger que le chargino χ_2^\pm . On peut remarquer que la masse des charginos ne dépend que de 3 paramètres M_2 , μ et $\tan \beta$. En particulier, elle ne dépend pas du paramètre de masse des scalaires m_0 , ce qui signifie qu'en terme de recherche expérimentale, la recherche des particules scalaires et la recherche des charginos (et des

neutralinos comme nous allons le voir) sont complémentaires. Pour illustrer la dépendance dans les paramètres de la masse des charginos, on peut citer quelques exemples:

- si $M_2 \gg M_W$ et $M_2 \gg |\mu|$ alors $M_{\chi_1^\pm} \simeq |\mu|$ et $M_{\chi_2^\pm} \simeq M_2$.
- On peut noter à partir de la formule (I.43) que la masse des charginos est invariante sous l'échange de M_2 et μ .
- Dans certains cas, pour des valeurs fixes de μ (négatives) et $\tan\beta$, il existe 2 valeurs de M_2 qui donnent la même masse pour le χ_1^\pm . Il existe des ambiguïtés analogues pour le χ_2^\pm .

Les équations (I.42) permettent de déterminer les composantes jauginos et higgsino du chargino, puisqu'on peut exprimer les paramètres de mélange en fonction des M_2 , μ et $\tan\beta$ où encore en fonction de $M_{\chi_i^\pm}$, $i = 1, 2$ et $\tan\beta$.

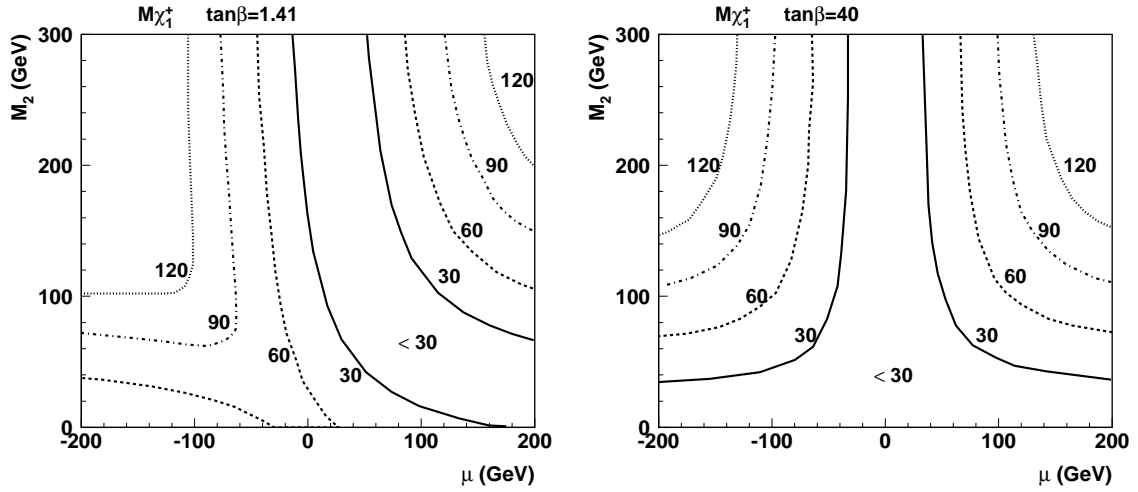


Figure I.3: Masse du chargino le plus léger en fonction de (M_2, μ) pour $\tan\beta = 1.41$ et $\tan\beta = 40$. La masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est indiquée sur les courbes de niveau. Ces courbes ont été obtenues à partir du programme Monte Carlo SUSYGEN [6].

La figure I.3 montre plus précisément la dépendance de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction des paramètres M_2 , μ et $\tan\beta$. Les deux figures montrent les courbes de niveau dans le plan (M_2, μ) de la masse des charginos $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $\tan\beta = 1.41$ et $\tan\beta = 40$.

I.4.2 La masse des neutralinos

Les neutralinos sont la composante neutre du secteur jaugino-higgsino. Comme dans le cas des charginos, on peut écrire explicitement la partie du Lagrangien relative aux jauginos et higgsinos neutres ne contenant que les termes d'ordre 2 dans les champs, afin d'en déduire les champs physiques:

$$L_{\chi^0} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T M_{\chi^0} \psi^0 + h.c. \quad (\text{I.45})$$

où $\psi^0 = (-\tilde{B}, -\tilde{W}^3, \tilde{\phi}_1^0, \tilde{\phi}_2^0)$: \tilde{B} est le Bino, \tilde{W}^3 est la composante neutre des Winos et $\tilde{\phi}_1^0, \tilde{\phi}_2^0$ sont les higgsinos neutres. Dans la base définie par le vecteur ψ^0 , la matrice de masse des neutralinos M_{χ^0} est:

$$M_{\chi^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \sin\theta_w \cos\beta & M_Z \sin\theta_w \sin\beta \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\theta_w \cos\beta & -M_Z \cos\theta_w \sin\beta \\ -M_Z \sin\theta_w \cos\beta & M_Z \cos\theta_w \cos\beta & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\theta_w \sin\beta & -M_Z \cos\theta_w \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.46})$$

La matrice de masse est réelle et symétrique; on peut la diagonaliser grâce à une matrice 4×4 unitaire N . Les 4 états propres qui en résultent sont les états neutralinos $\chi_i^0 = N_{ij}\psi_j^0$ alors que les valeurs propres sont les masses des neutralinos m_i :

$$m_i = N_{im} N_{in} (M_{\chi})_{mn}$$

Les masses des neutralinos sont attribuées de telle sorte que $m_1 \leq m_2 \leq m_3 \leq m_4$. Comme dans le cas précédent des charginos, les valeurs propres peuvent être négatives, on élimine le signe de la valeur propre en redéfinissant de manière appropriée la phase de N_{nm} . Le signe de la valeur propre du $\tilde{\chi}_i^0$ peut être interprété comme étant le nombre quantique CP du $\tilde{\chi}_i^0$ [17].

Les masses des neutralinos s'expriment seulement en fonction des paramètres M_1 , M_2 , μ et $\tan\beta$ (si on suppose l'unification de la masse des jauginos à l'échelle M_{GUT} , M_1 et M_2 sont reliés par la relation (I.39)). Nous verrons dans la suite comment les recherches expérimentales de charginos et les recherches de neutralinos peuvent être complémentaires en terme d'exclusion dans l'espace des paramètres. Les quelques exemples suivants montrent la dépendance aux paramètres de la masse des neutralinos:

- Si $|\mu| \gg M_Z$ et $M_2 \sim M_Z$ alors $m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_1$; $m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_2$; $m_{\tilde{\chi}_3^0} \simeq m_{\tilde{\chi}_4^0} \simeq |\mu|$. Les neutralinos 1 et 2 sont des purs jauginos et les neutralinos 3 et 4 sont des purs higgsinos.
- Si $|\mu| \sim M_Z$ et $M_2 \gg M_Z$ alors $m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq |\mu|$; $m_{\tilde{\chi}_3^0} \simeq M_1$; $m_{\tilde{\chi}_4^0} \simeq M_2$. Dans ce cas, les neutralinos 1 et 2 sont des purs higgsinos alors que les neutralinos 3 et 4 sont des purs jauginos.

La figure I.4 montre la masse des neutralinos $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction des paramètres M_2 , μ et $\tan\beta$. Les figures montrent les courbes de niveau dans le plan (M_2, μ) de la masse des neutralinos pour deux valeurs de $\tan\beta$: $\tan\beta = 1.41$ et $\tan\beta = 40$.

La LSP

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, la notion de conservation de la R-parité implique l'existence d'une particule supersymétrique la plus légère, la LSP (Lightest Supersymmetric Particle). Dans le cadre du modèle de supergravité, la LSP est le $\tilde{\chi}_1^0$ dans une large gamme des paramètres. Un autre candidat pour la LSP est le sneutrino, mais sa dépendance en m_0 fait qu'il intervient en tant que LSP dans un gamme de paramètres différente et moins importante. Dans les deux cas la LSP est un candidat potentiel pour la matière noire [19]; ses propriétés faiblement interagissantes (interaction faible) la rend pratiquement invisible.

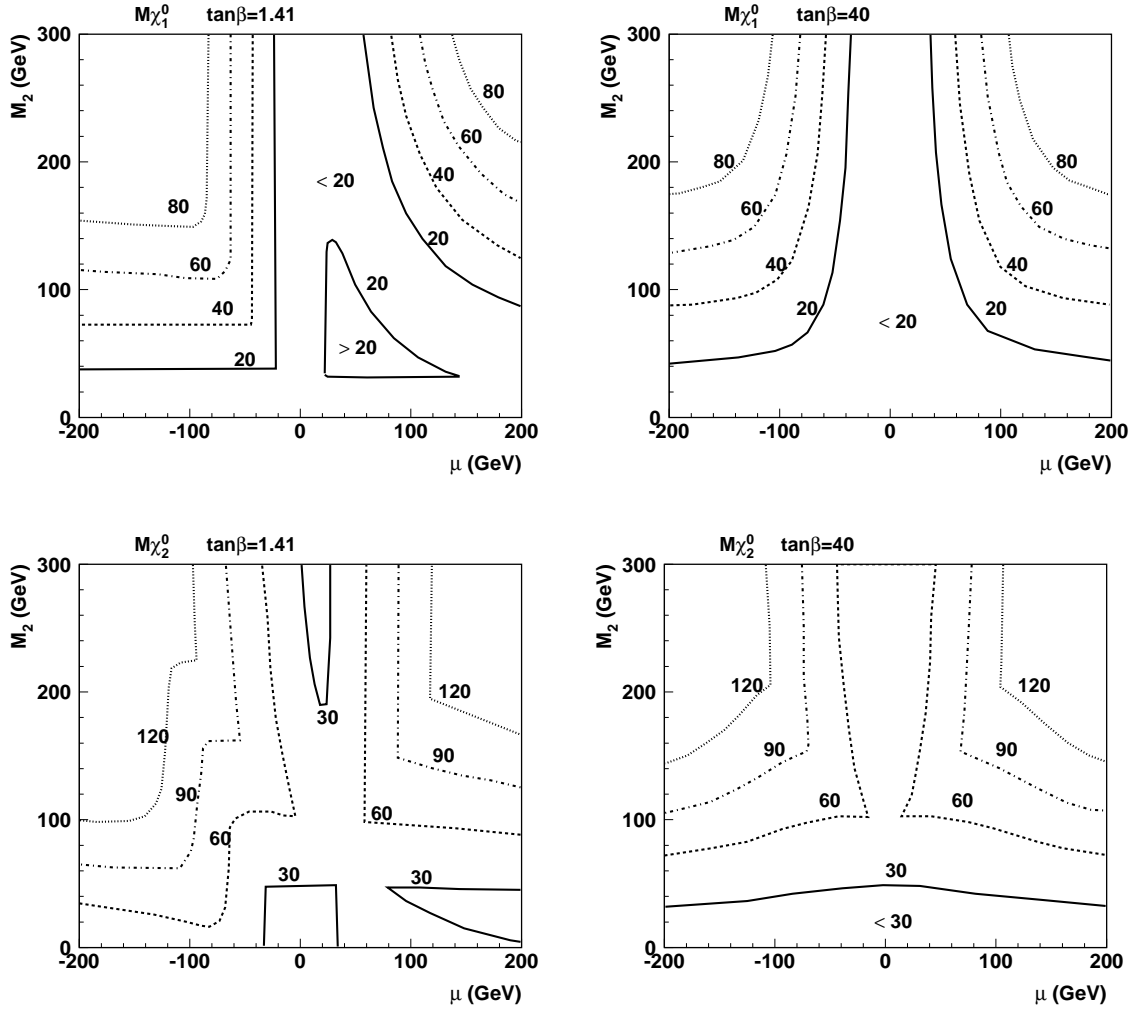


Figure I.4: Masse des deux neutralinos les plus légers en fonction de (M_2, μ) pour $\tan\beta = 1.41$ et $\tan\beta = 40$. Les masses des neutralinos sont indiquées sur les courbes de niveau qui ont été obtenues à partir du programme Monte Carlo SUSYGEN.

I.4.3 Production des charginos au LEP

Dans le cadre de la conservation de la R-parité, les charginos et les neutralinos sont produits par paires dans les collisions e^+e^- au LEP. La production des charginos [20], $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-$, $i, j = 1, 2$, est obtenue par échange de γ et Z dans la voie s et par échange d'un $\tilde{\nu}_e$ dans la voie t qui se couple uniquement à la composante jaugino du chargino. Les diagrammes de Feynman correspondants sont donnés en figure I.5.

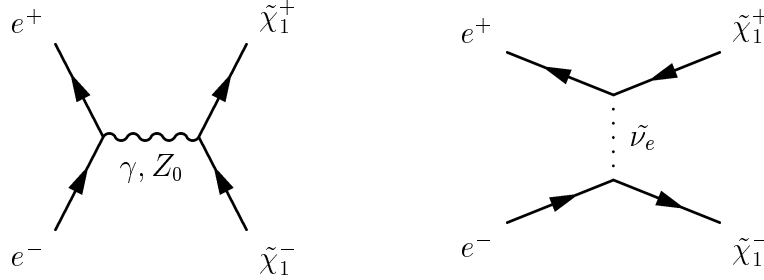


Figure I.5: Production des charginos dans les collisions e^+e^- .

La section efficace de production subit une contribution négative du terme d'interférence entre l'échange du Z et du $\tilde{\nu}_e$. Cette contribution peut réduire considérablement la section efficace si la masse du $\tilde{\nu}_e$ est faible et si le chargino a une composante jaugino ($|\mu| \gg M_2$) non négligeable (la composante higgsino ($|\mu| \ll M_2$) du chargino n'est pas affectée par les interférences destructives). Lorsque la masse du $\tilde{\nu}_e$ atteint les 200 GeV, la contribution de la voie t ainsi que les interférences destructives deviennent négligeables. La section efficace diminue globalement lorsque la masse des charginos augmente. La figure I.6 montre l'évolution de la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$, lorsque la masse du $\tilde{\nu}_e$ est de l'ordre de 500 GeV. La région hachurée correspond aux valeurs de la section efficaces pour différentes compositions du chargino; la limite inférieure correspond à la production de charginos de type higgsino et la limite supérieure, à une production de charginos de type jaugino (les valeurs de la section efficace sont données ici pour une énergie dans le centre de masse e^+e^- de $\sqrt{s} = 184$ GeV). Proche du seuil de production des paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV par exemple), on atteint des sections efficaces de 1 à 2 pb. La dépendance en $\tan\beta$ de la section efficace est faible sauf dans la région où $M_2 \simeq |\mu|$, $\mu < 0$.

I.4.4 Désintégration des charginos

Lorsque la cinématique le permet, et dans le cadre de la conservation de la R-parité, le chargino se désintègre en un neutralino avec une paire $q\bar{q}$ ou $l\nu$, ou, il se désintègre en une paire $l\tilde{\nu}$. (si le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP, le $\tilde{\nu}$ se désintègre en $\tilde{\nu} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu$). La figure I.7 montre les diagrammes de désintégration les plus courants. Ces diagrammes conduisent aux modes de désintégration suivant:

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + l^+ + \nu \quad (\text{I.47})$$

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\nu} + l^+ \quad (\text{I.48})$$

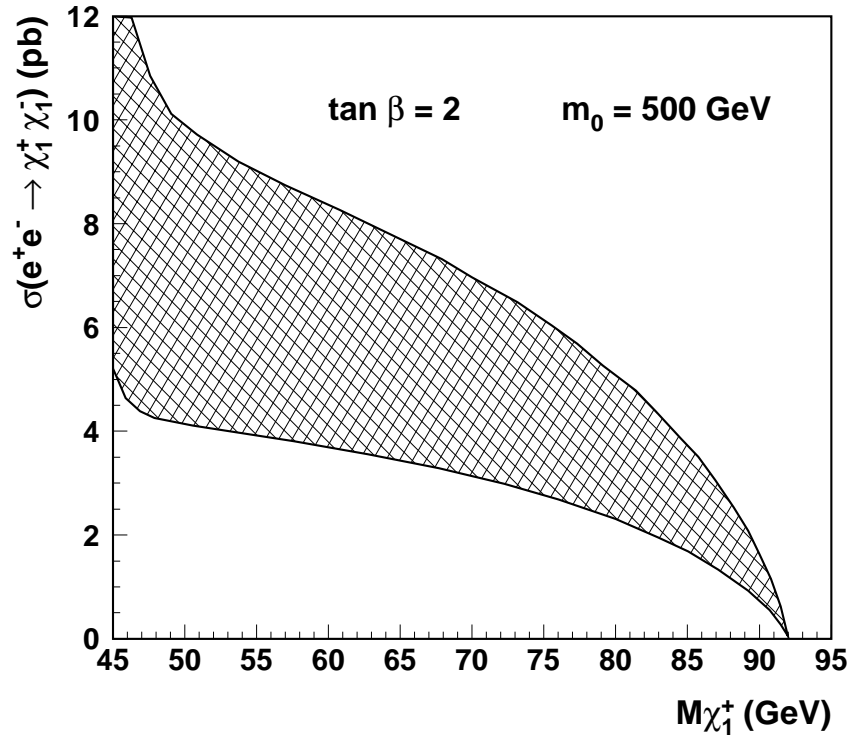


Figure I.6: Sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow \chi_1^+ \chi_1^-)$ maximales et minimales, à $\sqrt{s} = 184$ GeV, en fonction de la masse du chargino lorsque $\tan \beta = 2$ et $m_0 = 500$ GeV ($m_0 = 500$ GeV implique que la masse du $\tilde{\nu}_e$ est de l'ordre de 500 GeV ou plus, aucune autre contrainte n'est nécessaire). Le calcul de cette section efficace a été effectué par le programme Monte Carlo SUSYGEN.

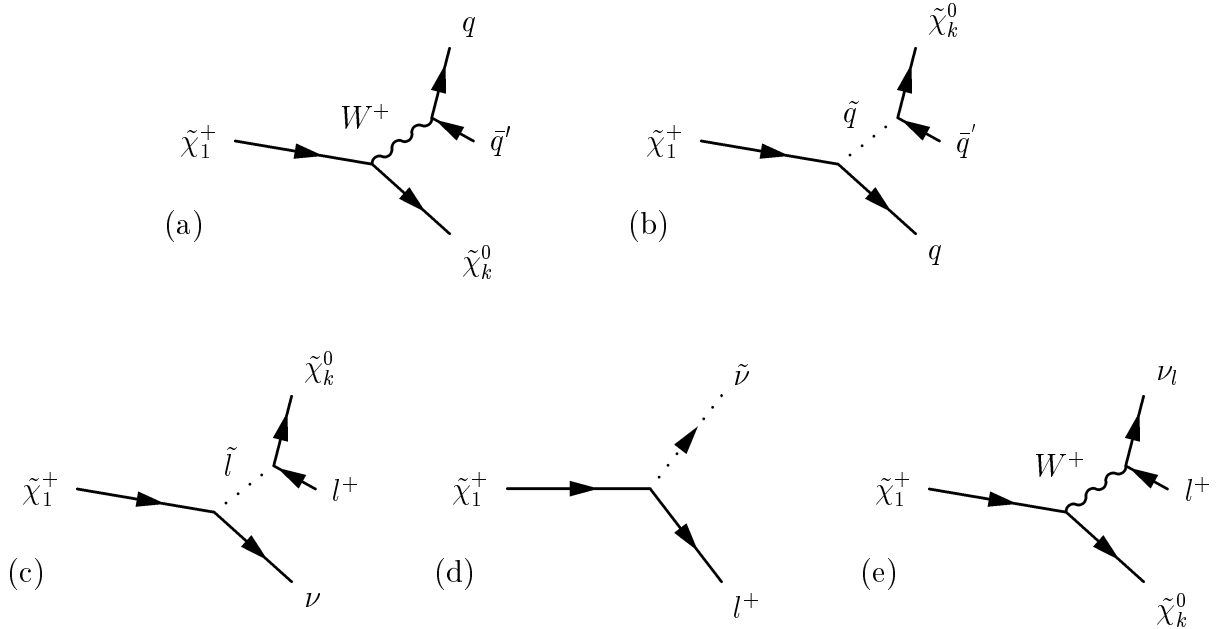


Figure I.7: Diagrammes de Feynman dominants dans la désintégration des charginos. Lorsque les scalaires ont une grande masse devant M_W , les diagrammes (a) et (e) sont dominants.

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + q + \bar{q} \quad (\text{I.49})$$

Dans le cas où les sfermions sont très lourds par rapport aux bosons W^\pm , et lorsque le $\tilde{\chi}_k^0$ est un $\tilde{\chi}_1^0$ (LSP), les rapports d'embranchement de désintégration du chargino sont ceux du W^\pm : $Br(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ \nu) \simeq 30\%$ et $Br(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_k^0 + q + \bar{q}) \simeq 70\%$. Si un $\tilde{\nu}_l$ ou un \tilde{l} est plus léger que le $\tilde{\chi}_1^+$, le rapport d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ \nu)$ devient largement dominant.

Le neutralino produit lors de la désintégration du chargino peut être un $\tilde{\chi}_1^0$ (on suppose que le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP) ou un neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ ($i \neq 1$), plus massif. Le $\tilde{\chi}_i^0$ se désintègre alors à son tour, en LSP et en particules standards (cf. paragraphe suivant). En conséquence, les rapports d'embranchement précédents sont diminués, et l'état final est modifié.

I.4.5 Production des neutralinos au LEP

Les neutralinos sont produits par paires lorsque la R-parité est conservée: $e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$. L'échange d'un boson Z dans la voie s , et de selectrons droit (\tilde{e}_R) et gauche (\tilde{e}_L) dans la voie t contribuent à l'amplitude de la transition. Les diagrammes de Feynman qui contribuent à la transition $e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ sont indiqués sur la figure I.8.

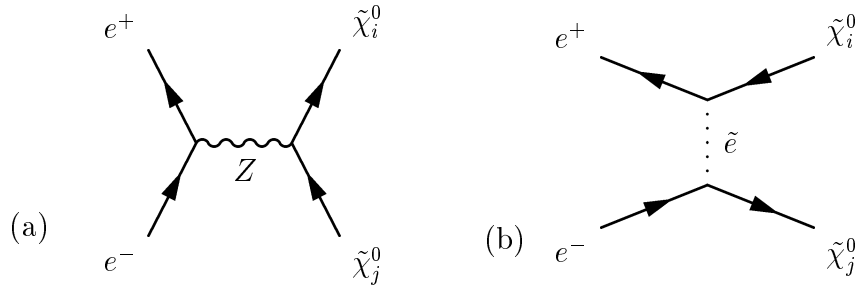


Figure I.8: Production de paires de neutralinos dans les collisions e^+e^- ($i, j = 1, \dots, 4$).

Le calcul de la section efficace est détaillé dans la référence [21]. Le Z se couple uniquement à la composante higgsino du neutralino, l'amplitude de transition correspondant au graphe (a) dépend uniquement des paramètres μ , M_2 et $\tan\beta$. Les selectrons \tilde{e}_R et \tilde{e}_L se couplent seulement aux composantes jaugino du χ_i^0 ($i = 1, 2, 3, 4$). La contribution du graphe (b) est fortement réduite lorsque la masse des selectrons est grande devant M_Z .

Lorsque les $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont de type higgsino, la section efficace de production est de l'ordre 1 à 2 pb, et elle est presque indépendante de la masse des selectrons. Lorsque les $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ ont une composante jaugino non négligeable, une plus grande partie de l'espace de paramètre M_2 , μ , $\tan\beta$ est accessible dans la production $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ que dans la production de charginos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ pour une énergie dans le centre de masse fixée. La section efficace de production des neutralinos est plus faible dans cette région (elle atteint les 0.5 pb) et dépend assez fortement de la masse des selectrons.

I.4.6 Désintégration des neutralinos

En supposant que le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP et que la R-parité est conservée, le $\tilde{\chi}_1^0$ ne se désintègre pas. Cela signifie que le processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ est invisible. On s'intéresse donc seulement aux processus $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ avec $i \neq 1$ ou $j \neq 1$. Lorsque la cinématique le permet, les neutralinos se désintègrent [22] suivant plusieurs processus qui ont plus ou moins de poids suivant la masse des particules scalaires et des paramètres du MSSM:

$$\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 f \bar{f} \quad (\text{I.50})$$

$$\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm f \bar{f}' \quad (\text{I.51})$$

$$\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 h^0 (A^0) \quad (\text{I.52})$$

$$\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 \gamma \quad (\text{I.53})$$

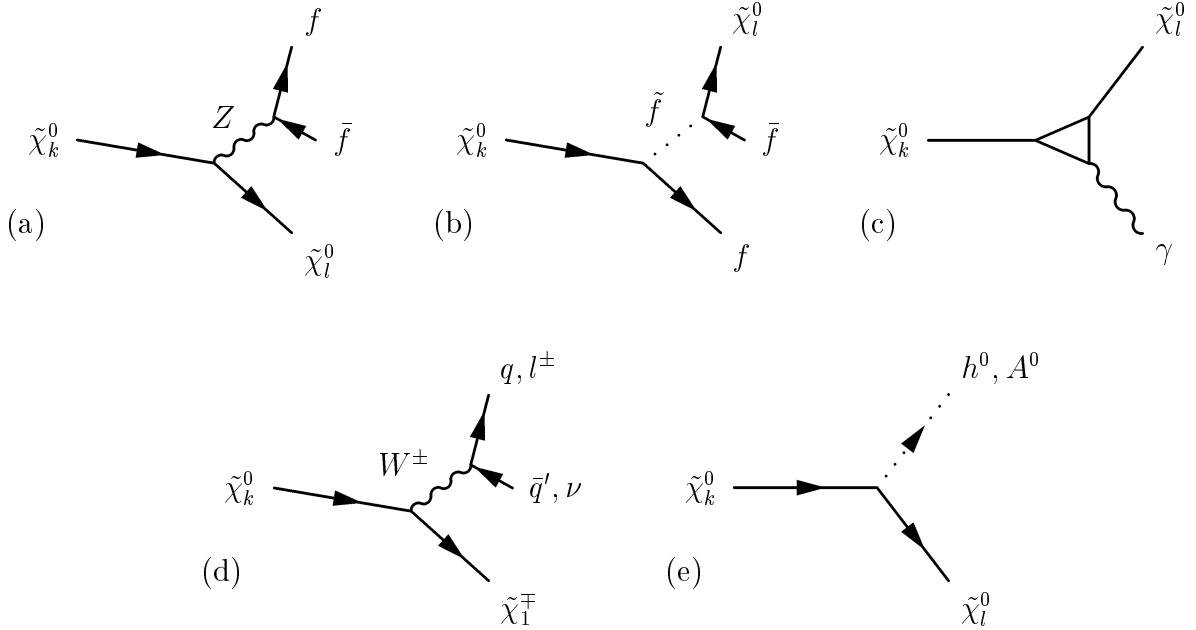


Figure I.9: Diagrammes de Feynman dominants dans la désintégration des neutralinos.

La désintégration (I.50) est obtenue par échange d'un boson Z dans la voie s et par échange d'un sfermion dans la voie t (cf. diagrammes I.9 (a) et (b)). Lorsque les sfermions sont lourds comparé au boson Z le diagramme (b) contribue peu, la désintégration (I.50) ne dépend alors que des paramètres $M_1, M_2, \mu, \tan\beta$ et se fait principalement par l'intermédiaire d'un Z virtuel ou réel lorsque la cinématique le permet. Nous montrerons dans la suite l'intérêt et les conséquences de la production d'un Z réel pour les recherches expérimentales. Le couplage au Z n'intervient que lorsque les neutralinos sont de type higgsino sinon il est supprimé.

La désintégration (I.51) est à prendre en compte dans la région où la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ est plus faible que la masse des $\tilde{\chi}_k^0$. Lorsque l'on considère les sfermions lourds, cette désintégration se fait par échange d'un boson W^\pm dans la voie s . Cette désintégration conduit à un état final identique à la désintégration d'une paire de charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

La désintégration (I.52) dépend d'un paramètre supplémentaire puisqu'elle fait intervenir la masse des Higgs. Les Higgs produits se désintègrent majoritairement en paire de quarks. L'état final hadronique est alors le même que pour la désintégration (I.50).

La désintégration radiative du neutralino (I.53) n'intervient qu'à l'ordre d'une boucle (8 diagrammes de Feynman) représentée schématiquement sur la figure (c). Ce mode de désintégration peut devenir dominant lorsque tous les autres sont supprimés. Dans le cas suivant, $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0 \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 \gamma$, seul le photon est visible dans l'état final.

Conséquence

Si on suppose que les sfermions sont très massifs par rapport aux neutralinos, et que les Higgs h^0 , H^0 et les χ_1^\pm sont plus lourds que le neutralino χ_k^0 et que le χ_k^0 est de type higgsino alors le diagramme (a) apporte la plus grande contribution et les rapports d'embranchement du $\tilde{\chi}_k^0$ sont ceux du boson Z : $Br(\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 l^+ l^-) \simeq 10\%$, $Br(\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 \nu \bar{\nu}) \simeq 20\%$ et $Br(\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_l^0 q \bar{q}) \simeq 70\%$.

Lorsque le neutralino $\tilde{\chi}_l^0$ n'est pas un $\tilde{\chi}_1^0$, ou lorsque les autres sparticules sont plus légères que le neutralino $\tilde{\chi}_k^0$ on observe des désintégrations en cascade qui modifie la largeur totale de désintégration du $\tilde{\chi}_k^0$ ainsi que les rapports d'embranchement.

Bibliographie

- [1] S.L.Glashow, Nucl.Phys. 22 (1961) 579;
S.Weinberg, Phys.Rev,Lett. 19 (1967) 1264.
- [2] H.D.Politzer, Phys.Rep. 14 (1974) 129;
W.Marciano et H.Pagels, Phys.Rep. 36 (1978) 137.
- [3] F.Abe et al., "Direct Measurement of the Top Quark Mass at D0", hep-ex/9801014 (Jan. 1998).
- [4] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog.Theor.Phys. 49 (1973) 652.
- [5] C.H.Llewellyn Smith and G.G.Ross, Phys.Lett 105B (1981) 38.
- [6] S.Dejong, *XXXIII^{eme}* Rencontres de Moriond, session ELECTROWEAK INTERACTIONS and UNIFIED THEORIES, (mars 1998).
- [7] L.Susskind, Phys.Rev. D20 (1979) 2619.
- [8] Haag, Lopuszanski, Sohnius, Nucl.Phys. B88, (1975) 257.
- [9] P.Fayet, Nucl.Phys. B90, (1975) 104.
- [10] G.F.Giudice et A.Masiero, Phys.Lett. B206, (1988) 480;
J.E.Kim ans H.P.Nilles, Phys.Lett. B138, (1984) 50.
- [11] J.E.Kim, Sept 1992, hep-ph/9209243.
- [12] L.Girardello et M.T.Grisaru, Nucl.Phys. B194, (1982) 65.
- [13] R.Arnowitz et P.Nath, "Supersymmetry and supergravity: Phenomenology and grand unification", NUB-TH 3073-93, SSCL-Preprint-503.
- [14] G.Anderson, C.H.Chen et Al., Sep 1996, hep-ph/9609457.
- [15] M.Drees et M.MNojiri, Phys.Rev. D45, (1992) 2482;
M.A.Díaz et H.E.Haber, Phys.Rev. D46, (1992) 3086;
- [16] P.Langacker et N.Polonsky, Phys.Rev. D47, (1993) 4028.
- [17] S.M.Bilenky, N.P.Nedelcheva et S.T.Petcov, Nucl.Phys. B247 (1984) 61.
- [18] SUSYGEN 2.2,
R.Katsanevas et P.Morawitz, IFAE-UAB/97-01, LYCEN 9744.

- [19] G.Gelmini, "Beyond the Standard Model", Juil 1993, hep-ph/9307309.
- [20] A.Bartl, H.Fraas et W.Majoretto, Z.Phys. C30 (1986) 441;
A.Bartl, H.Fraas et W.Majoretto, Z.Phys. C41 (1988) 475.
- [21] A.Bartl, H.Fraas et W.Majoretto, Nucl.Phys. B278 (1986) 1-25.
- [22] S.Ambrosanio et B.Mele, "Neutralino Decays in the Minimal Supersymmetric Standard Model", Aout 1995, hep-ph/9508237.

Chapitre II

Le LEP et l'expérience L3

II.1 Le LEP

II.1.1 Introduction

Le LEP (Large Electron Positron Collider) est un collisionneur e^+e^- . Les électrons et les positons ont des énergies identiques. Le LEP a été conçu pour étudier la physique des bosons Z et W^\pm et mesurer avec une grande précision les paramètres de la théorie électrofaible et plus généralement du Modèle Standard. Le LEP est tout à fait adapté à la recherche de nouvelles particules, quelque soit l'énergie dans le centre de masse électron-positon \sqrt{s} : toute l'énergie disponible dans le centre de masse est utilisable pour la production de nouvelles particules et l'état final observable est en général assez simple par rapport au résultat des collisions électron-proton ou proton-proton.

Le LEP, durant son exploitation depuis 1989 jusqu'à la fin du siècle, aura eu deux phases. La première, LEP1, a été consacrée à la production et l'étude du boson Z avec une énergie de faisceau d'environ 45 GeV. La deuxième phase LEP2 a débuté depuis fin 1995 avec une montée en énergie progressive des faisceaux e^+e^- . LEP2 a fonctionné à $\sqrt{s} = 130, 136, 140, 161, 172$ et 183 GeV jusqu'à maintenant et la mise en place de nouvelles cavités supraconductrices permettra d'atteindre une énergie maximale d'environ 200 GeV à la fin du fonctionnement de LEP. Les motivations physiques pour la montée en énergie sont les suivantes:

- D'une part, tester la validité du modèle standard à ces énergies, en particulier, étudier les bosons W^\pm et mesurer les couplages à trois bosons de jauge (A 161 GeV, l'énergie dans le centre de masse était juste suffisante pour produire des paires de W^\pm réels. Pour cette énergie, le taux de production des paires de W est très sensible à la masse du W . La mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ permet donc de mesurer la masse du W).

- D'autre part, rechercher de nouvelles particules au sens large: leptons lourds, leptons excités, particules supersymétriques, et bosons de Higgs.

II.1.2 Le fonctionnement du LEP

Le collisionneur est placé dans un tunnel de 26.7 km de circonférence qui comporte une alternance de sections droites et de sections incurvées (cf fig. II.1). Les sections incurvées sont équipées d'aimants de courbure et les sections droites, de cavités accélératrices (pour la montée progressive en énergie, de nouvelles cavités supraconductrices sont ajoutées).

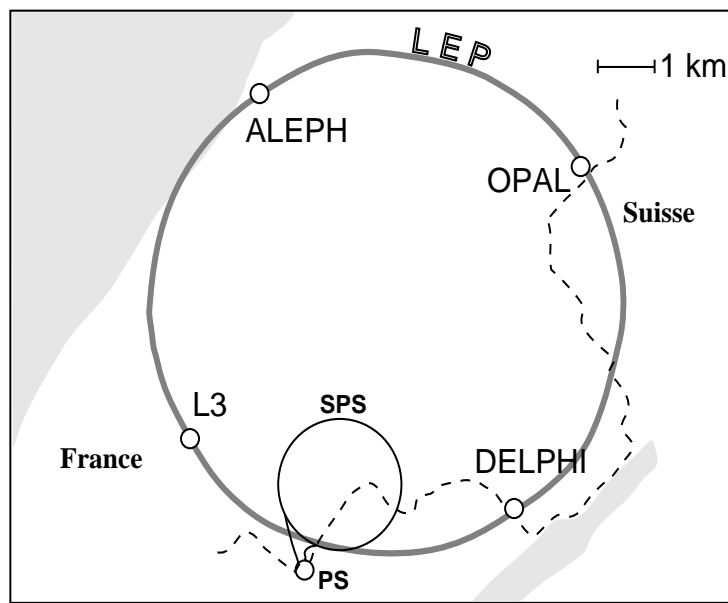


Figure II.1: L'anneau du LEP et le système d'injection.

Les faisceaux d'électrons et de positons qui circulent dans le LEP sont obtenus de la manière suivante:

Un premier Linac (accélérateur linéaire) accélère des électrons jusqu'à une énergie de 200 MeV, ces électrons, dirigés sur une cible de tungstène, produisent des positons. Electrons et positons sont alors accélérés dans un second Linac jusqu'à 600 MeV avant d'être injectés dans le PS (Synchrotron à Proton). Il ont été, au préalable, concentrés en paquets de grande densité dans un anneau accumulateur (EPA). A la sortie du PS, électrons et positons ont une énergie de 3.5 GeV, ils sont envoyés dans le SPS qui les accélère jusqu'à une énergie de 20 GeV. Ils sont ensuite injectés dans le LEP.

LEP1 a fonctionné en mode 4×4 (4 paquets d'électrons et 4 paquets de positons) de 1989 à 1991, puis en mode 8×8 de 1991 à 1995. LEP2 fonctionne à nouveau en mode 4×4 . Les paquets d'électrons et de positons collisionnent en 4 points où sont construites les 4 expériences LEP: ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. A l'intérieur de l'anneau de collision règne un vide poussé (10^{-9} à 10^{-10} torr) afin de limiter au maximum les interactions faisceaux - molécules de gaz.

II.2 Présentation du détecteur L3

II.2.1 Introduction

Le détecteur L3 [1] est construit au point 2 de l'anneau de collision du LEP à 50 mètres sous terre. Le détecteur est soutenu par un tube support de 32 mètres de long et de 4.45 mètres de diamètre concentrique avec l'axe du faisceau (fig. II.2). Comme les autres détecteurs du LEP, L3 est constitué d'un ensemble de sous-détecteurs centrés sur le point d'interaction. On trouve dans l'ordre en partant du point d'interaction un détecteur de micro-vertex (SMD), un détecteur de traces central (TEC), un calorimètre électromagnétique (BGO), des compteurs à scintillation, un calorimètre hadronique (HCAL), un filtre à muons et des chambres à muons.

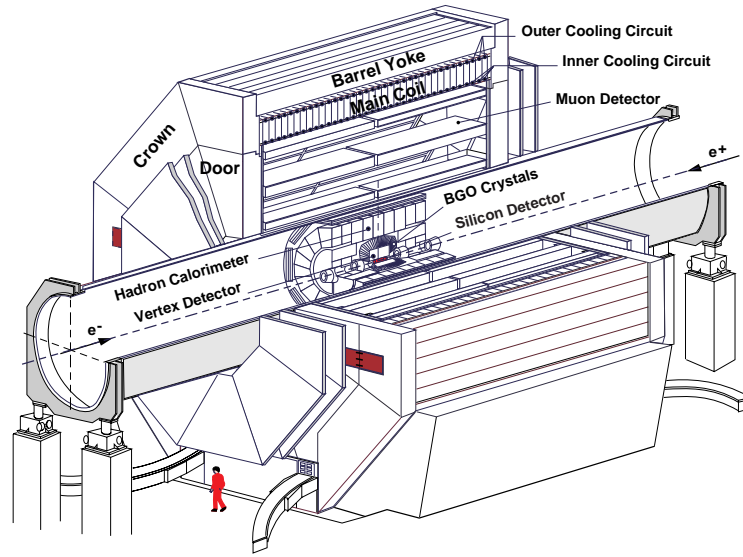


Figure II.2: Vue générale du détecteur L3. La position des points dans le détecteur est repérée en coordonnées sphériques (r, θ, Φ) par rapport au centre d'interaction O. La direction (Oz) coïncide avec l'axe du faisceau e^+e^- , (Oxy) est le plan transversal à (Oz) . La direction (Ox) est horizontale et (Oy) est verticale.

Lors de la conception du détecteur L3 une grande partie des efforts a été portée sur la détection des électrons, muons et photons avec une très bonne résolution en énergie. Une des particularités de L3 qui découle de ces priorités est que tous les sous-détecteurs y compris les chambres à muons sont à l'intérieur d'un aimant de 7800-tonnes (7.9 m de rayon extérieur et 11.9 m de longueur) qui produit un champ magnétique de 0.5-T au centre de l'expérience. Ce choix d'un grand volume magnétique permet d'optimiser la résolution sur l'impulsion des muons, celle-ci augmentant quadratiquement avec la longueur de la trace et linéairement avec le champ.

Les sous-détecteurs cités précédemment sont détaillés dans la partie qui suit. Après le fonctionnement du LEP à 130-140 GeV, un détecteur électromagnétique supplémentaire a été installé afin d'améliorer l'hermiticité du détecteur électromagnétique en BGO. Je détaillerai le fonctionnement de ce détecteur et ses performances. Je parlerai finalement du système de déclenchement de l'expérience L3.

II.2.2 Le détecteur de micro-vertex (SMD)

Le SMD [2] est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction e^+e^- . Il a été installé en 1993 dans l'expérience L3 et a été pleinement opérationnel au début de l'année 1994. Son objectif principal est l'amélioration de l'efficacité et de la pureté de l'étiquetage des particules à petit temps de vie (méson B et lepton τ par exemple) grâce à une mesure plus précise du paramètre d'impact. En d'autres termes, on peut reconstruire précisément la position des vertex primaires (interaction e^+e^-) et des vertex secondaires (désintégration des particules instables) à l'aide des particules chargées de l'état final.

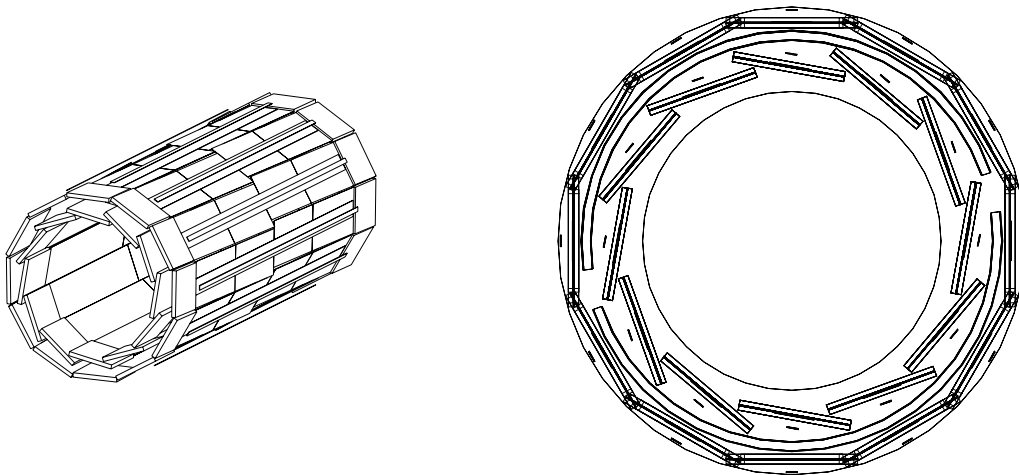


Figure II.3: Le détecteur de micro-vertex.

La figure II.3 montre la structure du SMD qui est constitué de 2 cylindres de rayon 6cm et 8cm couvrant un angle azimutal $22^\circ < \theta < 158^\circ$. La partie détectrice, sur chacune des faces des 2 cylindres, est constituée de micro-bandes de silicium de 70 mm de long et de 40 mm de large. On peut détecter le passage de particules chargées avec une résolution spatiale de $7\mu m$ en $R - \Phi$ et de $14.3 \mu m$ en z [2].

En plus de son rôle indispensable pour l'étiquetage des quarks b dans la recherche du Higgs, le SMD associé au détecteur central permet une amélioration de la résolution en impulsion des traces chargées grâce à la mesure de la coordonnée z suivant l'axe du faisceau.

II.2.3 Le détecteur de traces central

Le détecteur central est utilisé pour donner le maximum d'information concernant les particules chargées produites lors de l'interaction électron positon sans stopper ces particules. Le principe de fonctionnement de ce détecteur est basé sur l'ionisation d'un gaz le long de la trajectoire d'une particule chargée. Les électrons produits dérivent ensuite dans le gaz sous l'influence d'un champ électrique et sont recueillis par des fils d'anode. L'ensemble des signaux électriques ainsi induits dans les anodes permet d'identifier le passage d'une particule et d'en extraire une information spatiale sur sa trajectoire.

Le détecteur central de L3 devait satisfaire les objectifs suivants:

- Détecter le passage d'une particule chargée et déterminer sa position.
- Donner une mesure de son impulsion transverse grâce au champ magnétique de l'aimant et donner le signe de la charge.
- Pour les particules de faible impulsion, donner une information sur leur nature (Discrimination entre pions, kaons, leptons ...) en mesurant la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx).
- Reconstruire la position du point d'impact d'une particule à l'entrée dans les calorimètres.
- Déterminer la multiplicité des particules chargées (la multiplicité est utilisée notamment dans le système de déclenchement en ligne).
- Reconstruire la position des vertex primaires et secondaires en association avec le SMD.

Le choix de la collaboration, pour atteindre ces objectifs, s'est porté sur un ensemble de deux chambres à dérive TEC (chambre à expansion temporelle) entourées par deux chambres proportionnelles cylindriques (le détecteur Z). Deux chambres à dérive à l'avant et à l'arrière (FTC) complètent cet ensemble.

Description de la TEC et de son principe de fonctionnement

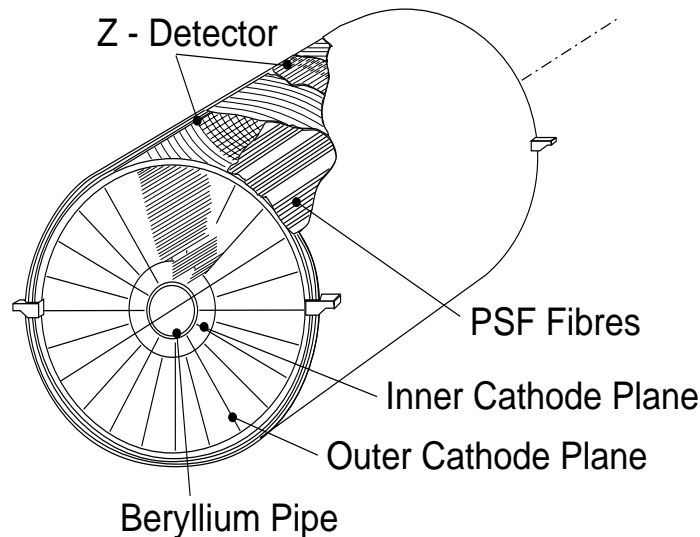


Figure II.4: Vue générale de la TEC et des chambres Z.

Le volume de détection de la TEC est délimité par deux plaques d'aluminium entre lesquelles sont tendus des plans de fils (vue générale de la TEC fig. II.4). Le gaz utilisé comme milieu détecteur est un mélange de 80 % de CO_2 et de 20 % de C_4H_{10} qui a la propriété d'avoir un faible coefficient de diffusion et une faible vitesse de dérive pour les

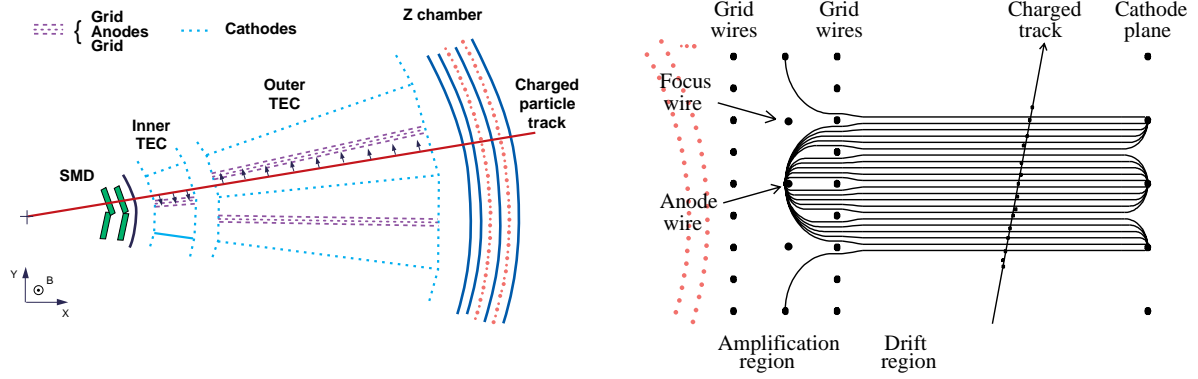


Figure II.5: A gauche, passage d'une particule chargée dans les secteurs de la TEC -Vue transverse - A droite, les électrons émis par ionisation dérivent lentement jusqu'aux anodes en suivant les lignes de champ.

électrons (environ $6 \mu\text{m/ns}$ [3], 10 fois plus faible que pour les chambres conventionnelles) ce qui permet d'obtenir précisément la position du point d'impact par la mesure du temps de dérive.

La TEC est divisée en une TEC interne constituée de 12 secteurs dans le plan $R - \Phi$, (8.5 cm de rayon intérieur et 13.5 cm de rayon extérieur), et d'une TEC externe constituée de 24 secteurs en $R - \Phi$ (46.9 cm de rayon externe). La figure II.5 montre une vue en coupe de la TEC. Au milieu de chaque secteur on trouve un plan de fil d'anode tendu parallèlement à l'axe du faisceau entouré par deux grilles maintenues à un potentiel nul. Des plans de cathode délimitent les secteurs (fig. II.5). Le volume entre les grilles et les plans de cathode constitue la région à faible champ (dans cette région le champ électrique est quasi-uniforme) qui est la région de dérive, et la région comprise entre les plans d'anode et les grilles sont les régions à fort champ appelée encore régions d'amplification; en effet dans cette zone se produit une augmentation du nombre d'électrons par effet d'avalanche et ceci induit un signal d'intensité suffisante sur les fils d'anode. Les plans d'anode sont constitués de plusieurs types de fils: les fils d'anode standard qui ont une lecture à une seule de leurs extrémités (information dans le plan $R - \Phi$ uniquement), les fils à division de charge (D.C.) qui ont une lecture aux deux extrémités et permettent donc d'obtenir en plus une information sur la position z et des fils G/D qui ont une lecture à droite et à gauche du plan d'anode et ainsi résolvent l'ambiguïté gauche/droite sur la position de la trace. Il y a au total 8 fils par plan d'anode pour la TEC interne dont 6 standard et 2 D.C. et 54 fils par plan d'anode pour la TEC externe dont 31 standard, 9 D.C. et 14 G/D.

Les performances de la TEC sont les suivantes:

- La résolution spatiale est d'environ 1.5 cm dans le plan (r, z) et de $40 \mu\text{m}$ dans le plan (r, Φ) . La vitesse de dérive, et donc la résolution dépend fortement de la stabilité du mélange de gaz. En particulier, pour conserver ces propriétés la fraction de C_4H_{10} doit être précise à 0.1% près.

- La résolution en impulsion transverse est de l'ordre de $\Delta P_t/P_t = 0.02P_t$. L'impulsion dans le plan transverse est obtenue par la mesure du rayon de courbure de la trace qui à l'allure d'un arc de cercle.

Les chambres Z

Les chambres Z sont des chambres proportionnelles à lecture cathodique par bande (920 bandes), couvrant le cylindre extérieur de la TEC (fig. II.5). Les bandes de lecture font un angle de 90° , 70° , -70° et 0° par rapport à la direction du faisceau. Le détecteur Z a une longueur de 1 m environ et un diamètre extérieur de 98 cm. Les chambres Z contiennent un mélange gazeux de 80 % d'Argon et de 20 % de CO_2 . La couverture angulaire de ce détecteur est $45^\circ < \theta < 135^\circ$ (l'angle θ est défini par rapport à l'axe du faisceau.) La résolution spatiale du détecteur Z varie en fonction de l'angle radial θ et vaut 200 μm pour $\theta = 90^\circ$ et se détériore en allant vers les extrémités du détecteur où on atteint une résolution de 750 μm . Ce détecteur permet de connaître avec une meilleure précision la position z d'une particule chargée à la sortie de la TEC.

II.2.4 Le calorimètre électromagnétique

Le principe de la calorimétrie est de stopper les particules qui pénètrent dans le calorimètre afin de recueillir et d'estimer leur énergie. Le calorimètre électromagnétique arrête complètement les particules électromagnétiques: les photons, les électrons et les positons. Ces particules développent à l'intérieur du calorimètre une gerbe électromagnétique constituée d'une succession de créations de paires e^+e^- et de rayonnements de freinage (photons), réactions en chaîne qui s'arrêtent lorsque l'énergie des particules secondaires devient suffisamment faible.

L'une des particularités du calorimètre électromagnétique de L3 est l'utilisation de cristaux de Germanate de Bismuth (BGO). Les points suivants ont motivé ce choix:

- Nécessité pour L3 d'avoir une très bonne résolution sur la mesure de l'énergie des photons et des électrons (positons).
- Ce calorimètre étant assez proche du point d'interaction (50 cm), il faut que l'étalement transverse des gerbes électromagnétiques soit aussi faible que possible afin de conserver une bonne résolution angulaire.
- Dans le cas où on utilise comme matériau détecteur un scintillateur, l'espace disponible entre la TEC et le calorimètre hadronique étant réduit, ceci interdit l'utilisation de photomultiplicateurs classiques. Il est donc nécessaire que le matériau scintillateur utilisé fournisse une quantité de lumière suffisante pour être amplifiée par des photodiodes.

Le BGO

Le Germanate de Bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) est un cristal qui satisfait à ces critères. C'est un matériau de densité 7.13 g/cm^3 qui a une longueur de radiation faible ($X_0 = 1.12$ cm) ce qui

lui confère un grand pouvoir d'arrêt. Son rayon de Molière, R_M , qui caractérise l'étalement transversal des gerbes électromagnétiques vaut 2.4 cm (Le rayon de Molière est défini comme le rayon R_M d'un cylindre axé le long de la trajectoire d'une particule électromagnétique qui contient 90 % de son énergie). Le BGO est un matériau scintillant qui émet une lumière de longueur d'onde maximal de 480 nm , sa durée de luminescence est faible et vaut $0.35\text{ }\mu\text{s}$ et le nombre de photons émis par MeV est environ $2.8\text{ }10^3\text{ }\gamma/\text{MeV}$. Il faut noter que la quantité de lumière scintillée est dépendante de la température, les variations atteignant $-1.55\%/^{\circ}\text{C}$. Ce matériau n'est pas sensible à l'humidité ambiante.

Les cristaux de BGO utilisés ont la forme d'une pyramide tronquée (cf. fig. II.6, la face intérieure a une surface typique de $2 \times 2\text{ cm}^2$ et la face extérieure, une surface de $3 \times 3\text{ cm}^2$. Typiquement un cristal mesure 24 cm de long ce qui correspond approximativement à 22 longueurs de radiation. La collection de la lumière, provenant de l'interaction d'une particule avec le milieu, est assurée par 2 photodiodes au Silicium collées sur la face extérieure du cristal, associées à une électronique de préamplification qui permet d'obtenir un gain d'environ $50\mu\text{V}/\text{MeV}$. Les autres faces du cristal sont enduites de peinture réfléchissante afin d'éviter au maximum les pertes de lumière.

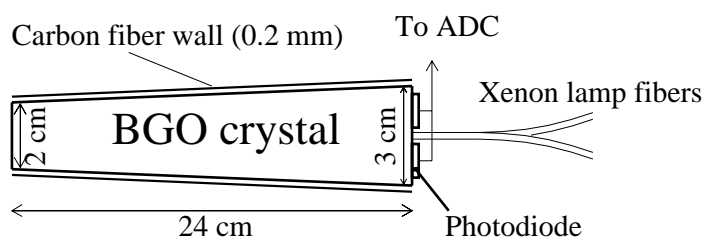


Figure II.6: Un cristal de BGO.

La structure du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique est organisé en 2 parties (fig.II.7): le tonneau et les bouchons. Le tonneau couvre la région angulaire $42^{\circ} < \theta < 138^{\circ}$, son rayon intérieur est de 52 cm et sa longueur intérieure de 1 m . Il est constitué de 7680 cristaux de BGO de 24 types différents, leur forme changeant lentement en fonction de θ . Chaque cristal est dirigé vers le point d'interaction en θ mais il est très légèrement dépointé en Φ (10 mrad de décalage) afin d'éviter le passage d'un photon entre deux cristaux (Il ne serait alors pas détecté). Il est en outre nécessaire que l'espace entre deux cristaux voisins soit limité au minimum. Pour cela, la structure porteuse de l'ensemble des cristaux qui est utilisée pour ce calorimètre est une structure alvéolaire en fibre de carbone, l'épaisseur de l'espace inter-cristal n'est que de $200\text{ }\mu\text{m}$. Cette structure a un poids faible (140 kg) comparé aux 10 tonnes de cristaux qu'elle supporte.

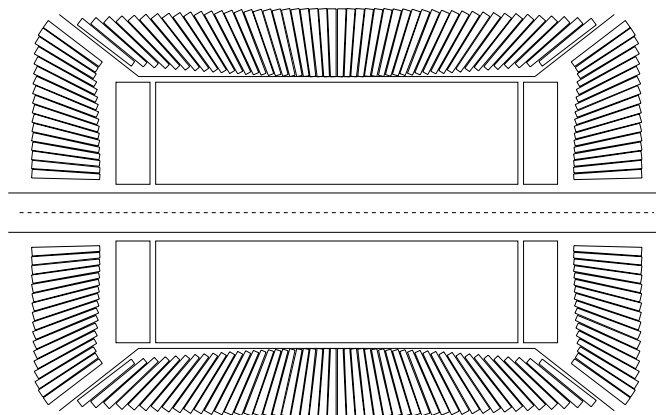


Figure II.7: Coupe longitudinale du calorimètre en BGO. Parallèlement à l'axe du faisceau on voit le tonneau, puis perpendiculairement à l'axe du faisceau, les 2 bouchons.

Les bouchons sont constitués de 1527 cristaux chacun et sont symétriques. Contrairement aux cristaux du tonneau, les cristaux des bouchons ne sont pas arrangés en structures matricielles carrées; ceci a pour effet en particulier de dégrader légèrement la résolution en énergie et en position. Les bouchons couvrent la région angulaire $10^\circ < \theta < 37^\circ$ et $143^\circ < \theta < 170^\circ$. Comme on peut le remarquer, les régions angulaires $37^\circ < \theta < 42^\circ$ et $138^\circ < \theta < 143^\circ$ ne sont couvertes ni par le tonneau ni par les bouchons. Jusqu'à fin 1995, cette partie est restée non instrumentée, mais depuis 2 ans, un calorimètre électromagnétique supplémentaire (EGAP) a été spécialement conçu et installé pour instrumenter cette région et augmenter l'hermiticité du calorimètre électromagnétique en BGO. Ce nouveau calorimètre ainsi que ses performances seront présentés dans la suite.

Contrôles et calibration des cristaux

Les cristaux du tonneau ont été calibrés au SPS à l'aide de faisceaux d'électrons de 2, 10 et 50 GeV [4]. La constante de calibration est définie comme le rapport entre l'énergie déposée dans un cristal et l'intensité du signal électrique recueillie par le système de lecture. Chaque cristal a été calibré en prenant en compte l'énergie déposée dans une matrice 3×3 de cristaux entourant le cristal central, les constantes de calibration ont ainsi été obtenues de manière itérative pour tout le tonneau. Les cristaux des bouchons quant à eux ont été calibrés *in situ* avec les événements "Bhabha", et depuis 1995, avec le RFQ (radio frequency dipole) [5] qui génère par réaction nucléaire des photons de 17 MeV.

Comme nous l'avons dit précédemment la réponse du BGO est sensible à la température. Il est donc absolument nécessaire de maintenir l'ensemble du calorimètre à température constante et uniforme (18°C est la température ambiante). La température des cristaux est constamment surveillée grâce à des capteurs thermiques appliqués à l'avant et à l'arrière de 1 cristal sur 12 (La différence de température entre les 2 faces ne doit pas excéder 0.5°C).

Un dispositif d'écrans thermiques et de circuits de refroidissement permet de disperser la chaleur produite par l'électronique de préamplification proche des photodiodes. Lorsque la température moyenne des cristaux varie un facteur de correction est appliqué aux constantes de calibration [4].

On observe au cours du temps une variation globale des constantes de calibration qui traduit une modification du système BGO-électronique de préamplification: l'étude des cristaux de BGO soumis à des radiations montre que leur transparence est réduite alors que leur efficacité de scintillation reste inchangée. De plus la détérioration des photodiodes au cours du temps conduit à une diminution de leur gain. Un système de lampes au Xénon [6] permet de suivre et de mesurer les variations de gain du système BGO-préamplification. Ces lampes fournissent des impulsions lumineuses qui ont approximativement le même spectre et la même durée que la lumière scintillée par le BGO. Les impulsions lumineuses, correspondant à des énergies de 1.5 et 35 GeV, sont distribuées aux cristaux de BGO par des fibres optiques. Il suffit ensuite de comparer les signaux électriques recueillis au cours du temps et corriger les constantes de calibration le cas échéant.

A chaque période de prise de données, les constantes de calibration sont réévaluées avec des événements "Bhabha" $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Performances du détecteur

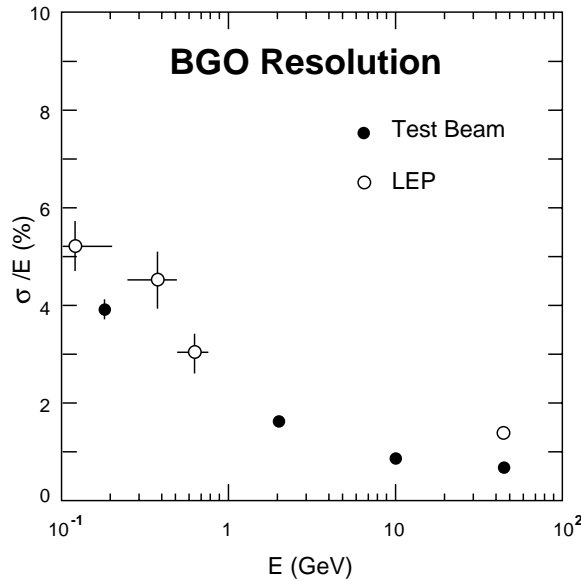


Figure II.8: Evolution de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique .

Le calorimètre en BGO correctement calibré permet d'obtenir une résolution en énergie pour le tonneau [4] de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2.8}{\sqrt{E}} + 0.4 + \frac{0.0008}{E} \% \quad (\text{II.1})$$

où les 2 premiers termes correspondent à la résolution intrinsèque du BGO et le dernier terme est caractéristique du bruit électronique. L'évolution de la résolution en fonction de l'énergie est montrée sur la figure II.8. La résolution spatiale qui est la même en θ et en Φ (la segmentation des cristaux étant la même dans les 2 directions) est donnée par [4]:

$$\sigma_{\Phi,\theta} = \frac{6.0}{\sqrt{E}} + 0.3 \text{ (mrad)} \quad (\text{II.2})$$

II.2.5 La mesure de la luminosité (LUMI)

La luminosité est obtenue en comptant le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à très petit angle par rapport au faisceau. La section efficace pour ce processus est très grande dans ce cas et elle est très bien connue et calculée théoriquement (QED). Les électrons dans l'état final sont détectés grâce à un compteur constitué de cristaux de BGO ($24 X_0$) finement segmentés (placés parallèlement à l'axe du faisceau), associé à un système de détection des traces chargées afin de différencier les photons des électrons. Les cristaux de BGO dopés offrent ici une plus grande résistance aux radiations que les cristaux du calorimètre électromagnétique (Le taux de radiation proche du faisceau étant très important). Ces compteurs sont placés à 2.65 m du point d'interaction et couvrent la région angulaire $1.43^\circ < \theta < 4^\circ$ pour l'un $176^\circ < \theta < 178.57^\circ$ pour l'autre (fig.II.9). La section efficace "Bhabha" dans cet angle solide est d'environ 100 nb . La luminosité, grâce à ce système est connue avec une précision de 0.6% .

II.2.6 Les ALR (Active Lead Rings)

Entre les compteurs de luminosité et les bouchons du BGO, il existe une zone angulaire qui n'est couverte que par le calorimètre hadronique. En 1995, la collaboration a décidé d'installer un calorimètre plomb/scintillateur (ALR [7]) destiné à mesurer les photons et les électrons émis à bas angles. Ce calorimètre est utile pour la mesure de l'énergie des photons de rayonnement initial (retour au Z) et pour l'étude des interactions $\gamma\gamma$ où l'électron incident est diffusé à quelques degrés.

II.2.7 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des hadrons par la technique d'absorption totale. Les hadrons développent une gerbe en interagissant avec la matière nucléaire. Le calorimètre hadronique joue par ailleurs un rôle de filtrage pour les muons puisqu'il arrête en moyenne 99% des hadrons. Enfin, l'information recueillie par ce détecteur est utilisée pour le système de déclenchement de l'expérience.

Le calorimètre hadronique est constitué de plaques d'uranium appauvri de 5mm d'épaisseur chacune qui constituent le milieu absorbeur entre lesquelles s'intercalent des chambres à fil proportionnelles qui détectent les produits secondaires de la gerbe hadronique. L'uranium a été choisi pour sa grande densité et sa faible longueur d'absorption qui permettent d'avoir

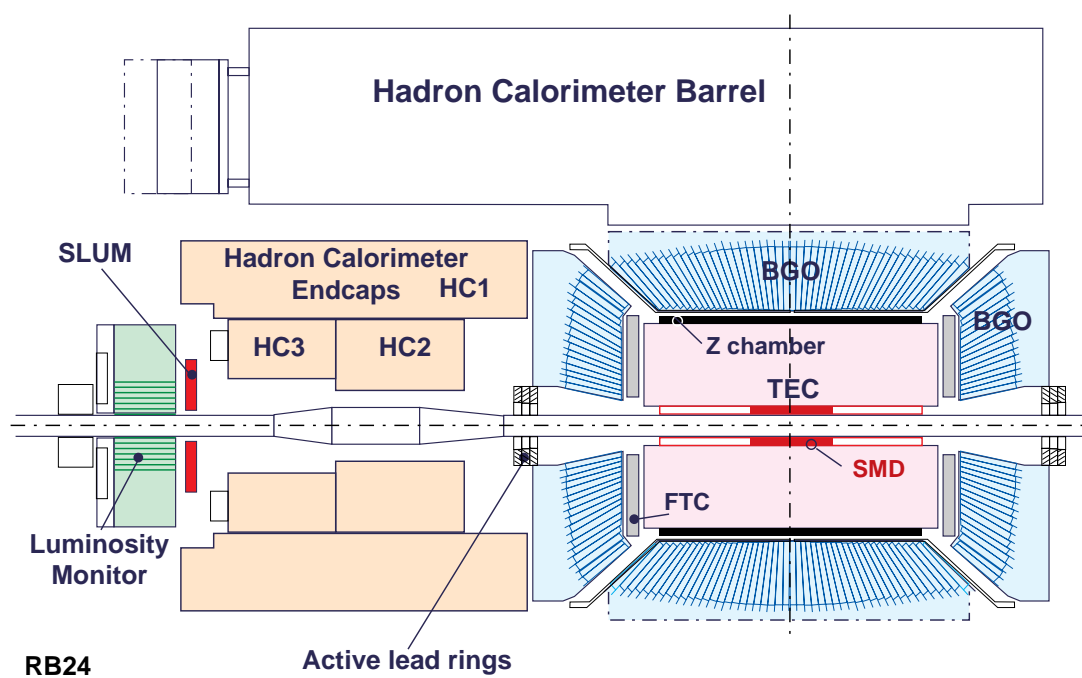


Figure II.9: Vue en coupe du détecteur L3. On voit autour du point d'interaction le SMD, la TEC, le calorimètre en BGO, le calorimètre hadronique et à gauche le compteur de luminosité (cette vue asymétrique ne montre qu'une partie du détecteur).

un détecteur très dense dans l'espace limité entre le calorimètre électromagnétique et les chambres à muons. La radioactivité de l'uranium impose des contraintes strictes pour les interventions sur ce détecteur mais elle fournit cependant une source interne de photons utile pour la calibration des chambres à fils. Le choix de chambres proportionnelles a été motivé par leur stabilité et leur fiabilité de fonctionnement en présence d'un champ magnétique. Elles ont été construites aussi fines que possible. Chaque chambre est faite d'un plan de tube de cuivre de section $5 \times 10 \text{ mm}$ contenant un fil d'anode. Le gaz utilisé est un mélange de 80 % d'Argon et de 20 % de CO_2 . Pour la lecture d'un signal, plusieurs fils appartenant à différentes chambres sont connectés en parallèle (de 6 à 24 fils). Il en résulte une segmentation moyenne d'environ 6 cm en z , 8 cm en r et 2.5° en Φ .

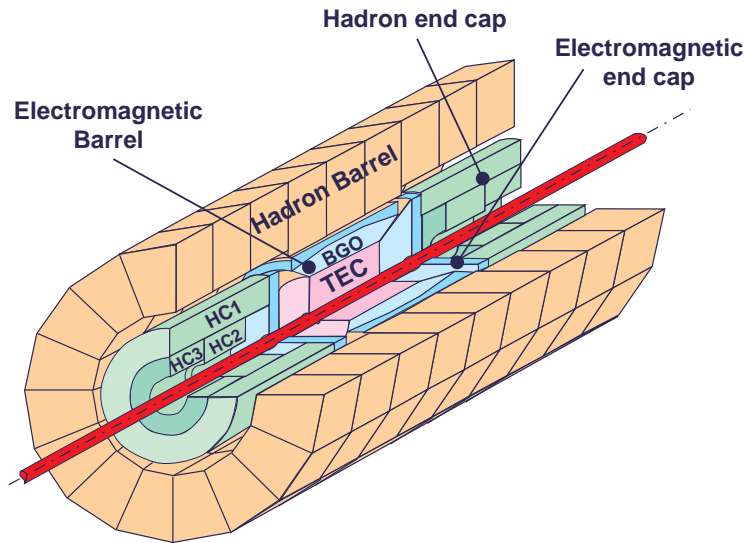


Figure II.10: Vue en perspective du calorimètre hadronique avec sa partie central et ses parties avant-arrière.

Comme le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique (fig.II.10) est constitué d'une partie centrale (tonneau) et de 2 parties avant et arrière (les bouchons). Le tonneau est constitué de 9 anneaux, chacun étant subdivisé en 16 modules. La figure II.11 montre un module dont la structure est une répétition du motif suivant:

- 1 plaque d'uranium + 1 plan de chambre à fil orienté suivant l'axe du faisceau.
- 1 plaque d'uranium + 1 plan de chambre à fil orienté à 90° par rapport à l'axe du faisceau.

L'uranium est à l'intérieur d'une structure de fer de 55 mm d'épaisseur qui protège le calorimètre électromagnétique de ses radiations.

La couverture angulaire du tonneau est $35^\circ < \theta < 145^\circ$. Les bouchons (HC1, HC2, HC3 sur la figure II.10) complètent l'hermiticité du détecteur jusqu'à $\theta = 5.5^\circ$ et $\theta = 174.5^\circ$. Ceci représente 99.5 % de l'angle solide.

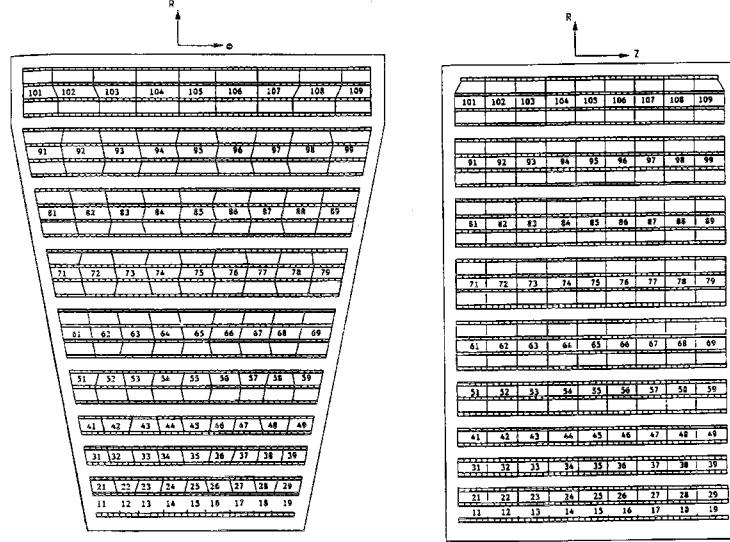


Figure II.11: Un module du calorimètre hadronique. Vue transverse à gauche et vue longitudinale à droite.

La résolution en énergie de ce calorimètre est:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E}} + 5\% \quad (\text{II.3})$$

II.2.8 Les compteurs à scintillation

Les compteurs à scintillation sont situés entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Ils permettent de distinguer les événements dimuons des muons cosmiques. En effet un seul muon cosmique qui passe à proximité du point d'interaction peut être confondu avec 2 muons dos-à-dos provenant du point d'interaction. Cependant, la différence en temps entre 2 compteurs à scintillation opposés par rapport au point d'interaction est environ 5.8 ns pour un muon cosmique et 0 pour un événement dimuon puisque les signaux sont en coïncidence. Pour le tonneau, les compteurs sont constitués de 30 bandes de scintillateurs plastiques de 2.9 m de longueur et d'un centimètre d'épaisseur disposées parallèlement à l'axe faisceau, appliquées sur l'intérieur du tonneau du calorimètre hadronique. Deux disques de 16 scintillateurs chacun couvrent la partie intérieure des bouchons du calorimètre hadronique. La région angulaire couverte par ces scintillateurs est $25^\circ < \theta < 155^\circ$ et 93 % de l'angle solide est couvert en Φ . Ces scintillateurs ont une très bonne résolution en temps (meilleure que 1 ns) et participent en outre au système de déclenchement pour les muons et pour les événements hadroniques.

II.2.9 Les filtres à muons

Les filtres à muons sont situés entre le tonneau du calorimètre hadronique et le tube support de l'expérience. Leur rôle est d'ajouter une longueur d'interaction nucléaire supplémentaire

à celles du calorimètre hadronique et du tube support (0.5 longueur d'interaction), afin d'augmenter la pureté en muons des particules qui les traversent. Les filtres sont constitués de 8 octants de 4 m de long et de 20 cm d'épaisseur. Les octants sont constitués de 6 plaques d'absorbeur en laiton entre lesquelles s'intercalent 5 couches de chambres proportionnelles. 5 plaques d'absorbeur supplémentaires sont ensuite ajoutées pour combler l'espace restant jusqu'au tube support.

II.2.10 Les chambres à muons

Le détecteur L3 est équipé d'un spectromètre à muon très précis. Son large diamètre (rayon intérieur 2.5 m et rayon extérieur 5.4 m) permet de mesurer l'impulsion des muons à 50 GeV avec une précision de 2 %. Il est constitué de 2 roues comportant chacune 8 octants qui sont installées à l'extérieur du tube support. Chaque octant est constitué de 5 chambres de précision, appelées chambres P, organisées en 3 plans (fig.II.12) qui mesurent les coordonnées de la trace dans le plan transverse (plan de courbure).

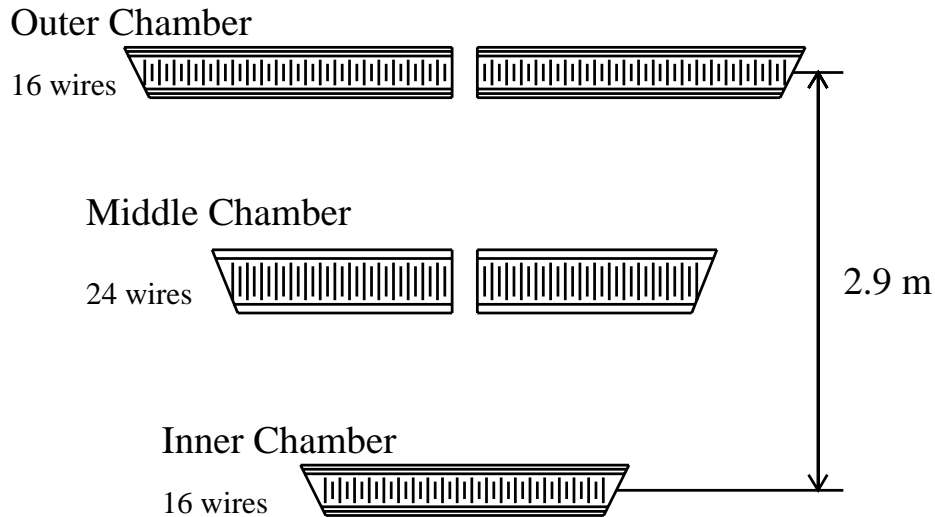


Figure II.12: Vue dans le plan transverse. Un octant est constitué de 5 chambres: 2 extérieures (MO), 2 milieu (MM) et 1 intérieure (MI).

Chaque chambre P contient 3000 fils parallèles à l'axe du faisceau, dont 320 fils sensibles; les chambres MO et MI contiennent 16 plans de fils sensibles et les chambres MM, 24 plans de fils sensibles. Leur position a été ajustée jusqu'à une précision de $10\ \mu\text{m}$. Le gaz qui circule dans ces chambres est un mélange de 62 % d'Argon et de 38 % d'Ethane. La résolution en position de ces chambres varie entre $110\ \mu\text{m}$ jusqu'à un maximum de $250\ \mu\text{m}$ en fonction de la position de la trace par rapport à l'anode.

Les faces intérieures (MI) et extérieures (MO) des octants sont équipées de chambres à dérive (chambres Z) qui mesurent la coordonnée z de la trace. Les chambres Z sont constituées de 2 couches de cellules à dérive décalées d'une demi-cellule les unes par rapport aux autres

afin de résoudre l'ambiguïté gauche-droite. La résolution sur la position mesurée en faisceau test d'une part et avec des muons cosmiques d'autre part est de l'ordre de $500 \mu m$.

La couverture angulaire de cette partie centrale du spectromètre à muon est $43^\circ < \theta < 137^\circ$. Des chambres supplémentaires [8] ont été installées en 1994 sur les portes de l'aimant (celle-ci ont été spécialement magnétisées par l'adjonction de nouvelles bobines toroïdales qui délivrent un champ de 0.8 à 1.24 T en fonction de la position) ce qui augmente la couverture angulaire du spectromètre à $22^\circ < \theta < 158^\circ$ (92 % de l'angle solide total est couvert). Comme on peut le voir sur la figure II.13, cette partie est subdivisée en 3 couches (interne, intermédiaire et externe) contenant chacune 16 chambres à dérive de précision. La résolution sur l'impulsion des muons se dégrade en fonction de l'angle polaire θ et vaut 4 % (muons de 45 GeV) pour $\theta = 43^\circ$ et chute à 23 % pour $\theta = 36^\circ$, alors qu'elle vaut environ 30 % pour la région $24^\circ < \theta < 36^\circ$.

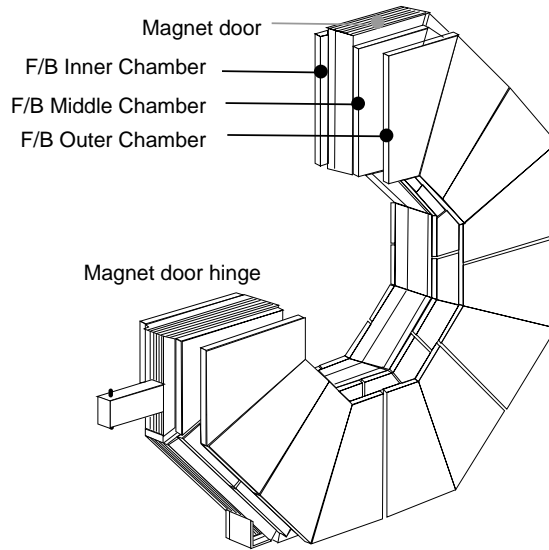


Figure II.13: Vue d'une des portes de l'aimant sur laquelle sont installées les chambres à muons supplémentaires.

II.3 Un calorimètre électromagnétique supplémentaire pour l'expérience L3

II.3.1 Introduction

Nous avons vu que le calorimètre électromagnétique de L3 est composé de trois parties, un tonneau et deux bouchons. Il existe une zone entre les bouchons et le tonneau qui n'est pas couverte par ce calorimètre électromagnétique. Il y a donc un trou dans les régions angulaires $37^\circ < \theta < 42^\circ$ et $138^\circ < \theta < 143^\circ$. La figure II.14 montre l'ouverture qui existe entre le tonneau et un des bouchons du calorimètre en BGO. Cette zone morte pour le

calorimètre électromagnétique peut être la cause d'une perte de statistique pour la plupart des événements qui contiennent dans l'état final un électron ou un photon qui pointe dans cette région. Plus important, pour les recherches de nouvelles particules, la mauvaise mesure de l'énergie et la mauvaise identification des particules électromagnétiques dans cette région peut être la cause d'une augmentation du nombre d'événements de bruit de fond standard. Ce fond standard supplémentaire n'est pas souhaitable car les sections efficaces de production des particules supersymétriques attendues sont faibles à LEP200, et le nombre total d'événements attendus est faible. En particulier, un événement Bhabha radiatif avec un photon mal détecté qui pointe dans cette région angulaire peut être considéré comme un événement à 2 électrons avec de l'énergie manquante électromagnétique. L'énergie manquante est une des principales signatures pour les événements supersymétriques recherchés ici. Pour ces raisons, la collaboration L3 a décidé d'installer fin 1995, dans la région angulaire précisée ci-dessus, un calorimètre électromagnétique supplémentaire constitué de plomb et de fibres scintillantes dont le rôle est d'identifier les particules électromagnétiques et de mesurer leur énergie. Nous verrons dans ce qui suit comment se concilient les difficultés techniques liées à l'implantation d'un détecteur dans cette région, où l'on doit également faire passer les câbles d'alimentation et de lecture de la chambre à trace centrale, et une géométrie qui permette une bonne efficacité de détection des particules électromagnétiques. Nous montrerons les performances du détecteur et les améliorations obtenues au cours du temps.

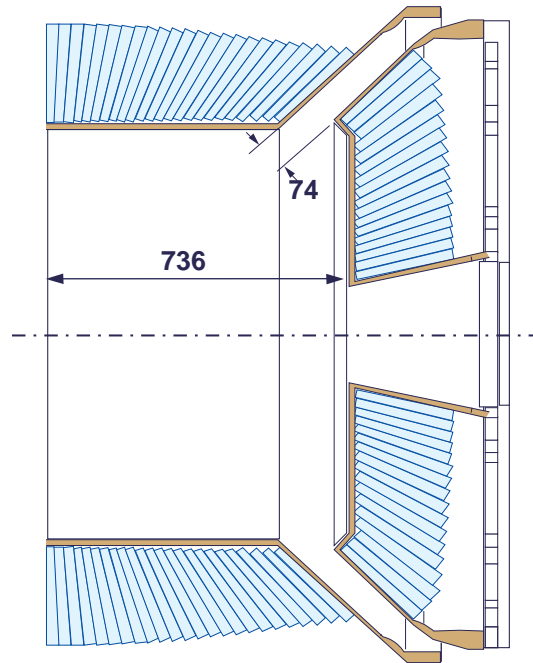


Figure II.14: Vue en coupe du calorimètre électromagnétique de L3. On voit l'espace existant entre les bouchons et le tonneau du BGO autour de $\theta \simeq 40^\circ$.

II.3.2 Les contraintes techniques liées à l'installation d'un calorimètre électromagnétique dans les régions angulaires $\theta \simeq 40^\circ$ et $\theta \simeq 140^\circ$

Le calorimètre est constitué de deux parties, une pour chaque région angulaire non couverte par le calorimètre en BGO. L'espace disponible entre le tonneau et les bouchons du calorimètre en BGO correspond à environ 7.5 cm . La contrainte majeure pour installer un calorimètre dans cette région est liée à la présence des câbles de haute tension et de signaux de la TEC. Ces câbles sont organisés en 24 faisceaux de quelques centimètres de diamètre, correspondant aux 24 secteurs de la TEC, disposés régulièrement en Φ . Chaque partie du calorimètre est donc constituée de 24 modules de forme trapézoïdale entre lesquels est aménagé un espace d'environ 2 cm pour permettre le passage des câbles. Pour conserver une bonne efficacité de veto dans les régions mortes où passent les câbles, il est nécessaire que les espaces aménagés ne soient pas directement alignés avec le centre d'interaction, les modules sont donc dépointés en Φ d'un angle de 25° . La figure II.15 montre comment sont disposés les différents modules les uns par rapport aux autres, les différentes contraintes géométriques ayant conduit à cette forme. On voit nettement le dépointage en Φ des briques sur la vue de droite.

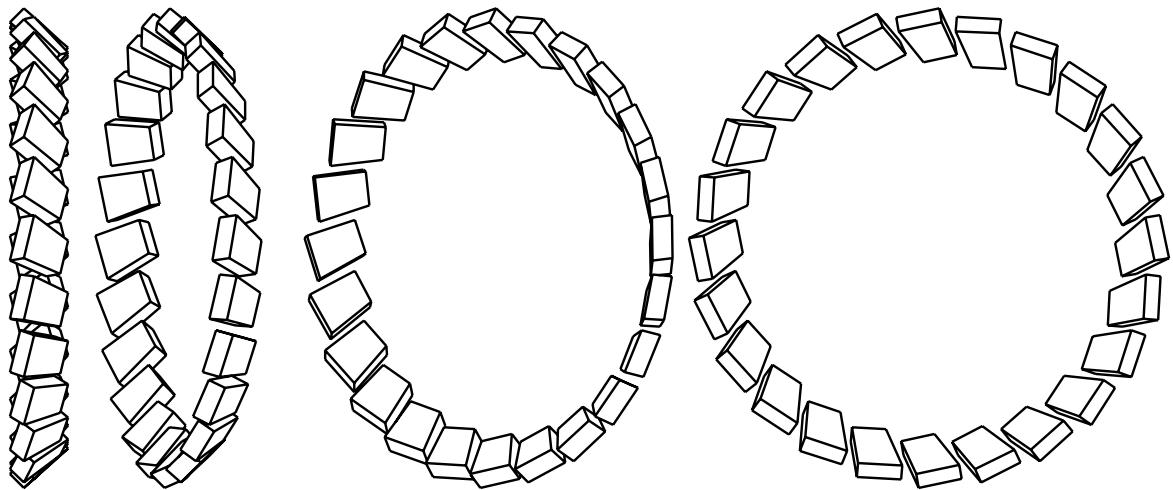


Figure II.15: La géométrie adoptée pour le calorimètre EGAP. Vue sous différents angles.

La longueur des modules est contrainte par l'espace laissé entre la TEC et le calorimètre hadronique. Cet espace relativement restreint doit contenir d'une part le milieu détecteur et d'autre part une électronique de détection et d'amplification capable d'envoyer les signaux jusqu'à la chaîne d'acquisition de données. Nous avons choisi pour milieu détecteur les fibres scintillantes et pour milieu absorbeur le plomb. Le rapport en volume fibres scintillantes/plomb vaut $1/4$; il est nécessaire d'avoir un détecteur très compact avec un nombre suffisant de longueurs de radiation, ce qui exclue l'utilisation de cristaux de BGO par exemple dans cette région. De plus, la géométrie de ce détecteur contenant des espaces aménagés pour les câbles de la TEC limite la résolution intrinsèque du détecteur; il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un matériau détecteur ayant une résolution exceptionnelle comme le

BGO par exemple. Dans la partie suivante nous allons détailler la structure des briques et le système de collection et de détection de la lumière émise par les fibres scintillantes.

II.3.3 Les caractéristiques des briques et du calorimètre

Le EGAP fait partie de la classe des calorimètres à fibres scintillantes [10] qui ont été étudiés à l'origine, pour les détecteurs du LHC. Les briques du EGAP sont constituées d'une partie détectrice, constituée d'un mélange de plomb et de fibres scintillantes, dans laquelle vont interagir les particules qui y pénètrent et une partie de transformation du signal lumineux en signal électrique, constituée de 2 guides de lumière équipés de phototriodes (Hamamatsu R2184-01). La partie détectrice (SPACAL) est de forme trapézoïdale avec un des côtés faisant un angle droit avec les faces avant et arrière. Sa longueur est de 15 cm et son épaisseur de 5.7 cm. La figure II.16 montre plus précisément comment sont organisées les différentes parties de la brique.

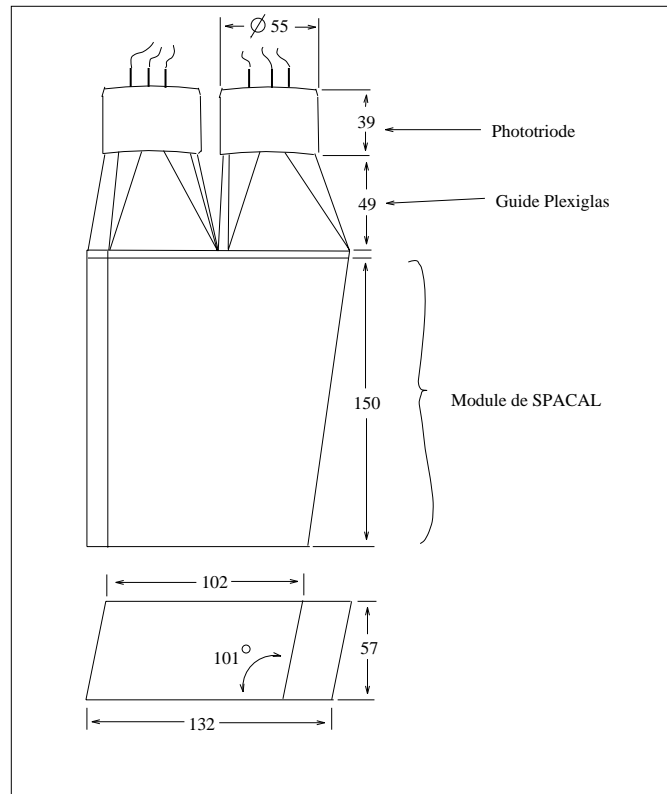


Figure II.16: Une des 48 briques du EGAP. Les dimensions sont indiquées en *mm*.

Le milieu détecteur

L'utilisation de fibres scintillantes comme matériau détecteur a plusieurs avantages:

- Le signal induit par une gerbe électromagnétique ou hadronique est très rapide, il est de l'ordre de grandeur de la micro-seconde.

- Les fibres ont de bonnes propriétés mécaniques (flexibilité) et de bonnes caractéristiques optiques; Les pertes par atténuation sont négligeables sur une distance de plusieurs centimètres.

Les choix du matériau détecteur pour le EGAP s'est porté sur une succession de couches de plomb entre lesquelles viennent s'insérer des fibres scintillantes. On voit clairement la structure du milieu détecteur sur la figure II.17. Les fibres sont cylindriques et toutes orientées perpendiculairement aux faces intérieures et extérieures de la brique. Les fibres ont un diamètre de 1 mm et sont distantes de 2.2 mm , la concentration de fibres est donc importante et une gerbe électromagnétique touchera en moyenne de l'ordre de la centaine de fibres; en conséquence les fluctuations de collection de lumière seront faibles. Le coeur des fibres est scintillant en lumière verte et est entouré d'une gaine d'indice optique supérieur. Les photons scintillés sont ainsi acheminés jusqu'à l'extrémité extérieure de la fibre (lieu où ils seront ensuite détectés), l'extrémité intérieure, opposée au système de détection, étant aluminisée afin d'obtenir la réflexion totale des photons sur cette face.

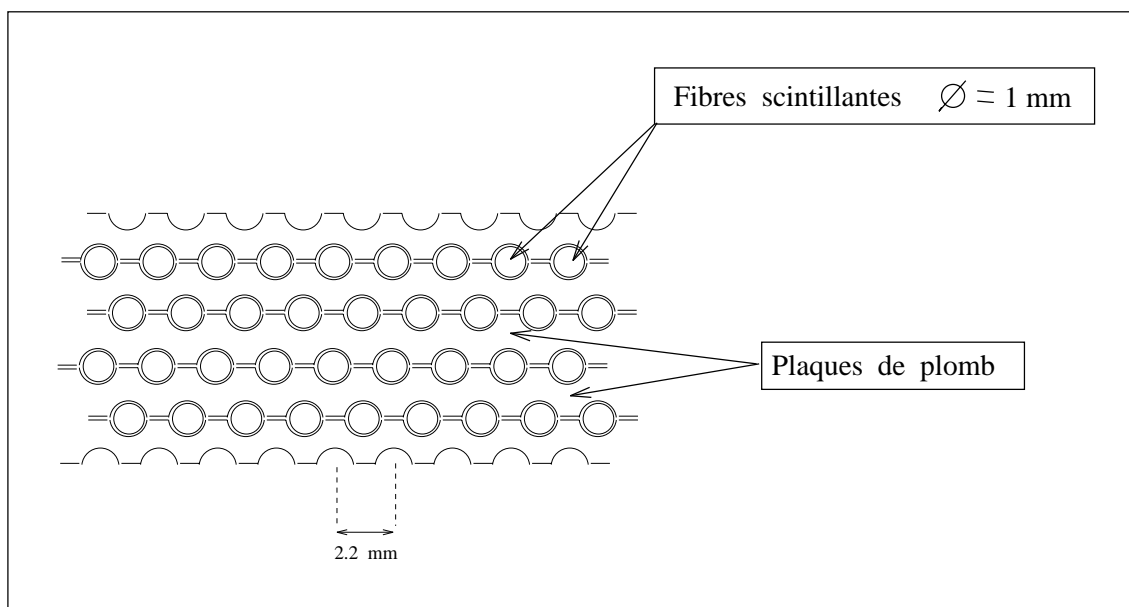


Figure II.17: Vue en coupe du milieu détecteur SPACAL constitué de fibres scintillantes et de plaques de plomb.

Les caractéristiques techniques sont résumées dans le tableau II.1. On voit en particulier que la longueur de radiation est faible, ce qui permet de fabriquer un détecteur assez compact avec un nombre de longueurs de radiation similaire à celui du BGO.

Proportion fibre / plomb	1 / 4
X_0 , longueur de radiation (cm)	0.72
R_M , rayon de molière (cm)	2
Densité moyenne (g/cm^3)	9.0

Tableau II.1: Quelques propriétés du calorimètre Spacal.

L'électronique de détection

En sortie du module SPACAL, la lumière scintillée dans les fibres doit être intégralement collectée pour être transformée en signal électrique. Le champ magnétique ambiant de 0.5 Tesla dans la région du EGAP a imposé l'utilisation de phototriodes pour détecter la lumière de scintillation, l'utilisation de photomultiplicateurs classiques étant impossible. Les tests ont montré que la perte de gain des phototriodes occasionnée par la présence du champ magnétique est quasiment nulle dans la région angulaire où est localisé le EGAP. Le signal électrique à la sortie des phototriodes est immédiatement préamplifié grâce à une carte électronique placée juste derrière celles-ci. Cette carte sert également à distribuer la haute tension d'alimentation des phototriodes (au maximum 850 V).

La collection de la lumière

La face arrière du module SPACAL a la forme d'un parallélépipède dont les dimensions sont $14 \times 7 \text{ cm}$ alors que la surface sensible des phototriodes est un disque de rayon extérieur 5 cm. Afin de collecter au mieux la lumière émise par toutes les fibres scintillantes de la brique, il existait deux possibilités:

- On conçoit des fibres 15 à 20 centimètres plus longues que les plaques d'absorbeur en plomb et on les rassemble afin de les coupler directement avec la phototriode. Cette méthode a l'avantage de minimiser la surface de lecture et d'éviter presque totalement les pertes et les non-uniformités dans la collection de la lumière. Le désavantage évident est que l'espace nécessaire pour faire ce rassemblement est trop important dans notre cas.
- La lumière en sortie des fibres est collectée par deux guides en plexiglas, dont les faces d'entrée correspondent exactement à la géométrie de la face arrière du SPACAL et dont les faces de sortie sont circulaires et s'ajustent parfaitement à la partie sensible des phototriodes.

Cette dernière solution a été retenue pour le EGAP. La figure II.18 montre la forme des guides utilisés. Une résine fait la jonction entre les fibres et les guides en plexiglas.

La collection de la lumière en sortie des modules SPACAL est une partie essentielle pour la qualité et l'uniformité spatiale du signal recueilli par les phototriodes, la forme des guides a été étudiée pour supprimer au maximum les problèmes de non-uniformité spatiale.

La structure porteuse du EGAP

Les structures porteuses sont au nombre de deux, une pour le côté $\theta \sim 40^\circ$ et l'autre pour le côté $\theta \sim 140^\circ$. Chacune d'elles supporte 24 briques. La figure II.19 montre l'une d'elles avec les briques installées à l'intérieur. Les structures porteuses sont faites en aluminium et ont la forme d'un cône tronqué de 42.3° de demi-angle d'ouverture qui vient s'ajuster entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique. La partie externe en contact avec le tonneau du calorimètre en BGO est isolée électriquement par du Kapton. Les briques sont vissées sur la structure et l'espace laissé entre les briques permet le passage des câbles de la TEC. Les cartes de préamplification sont fixées sur la structure juste derrière la brique.

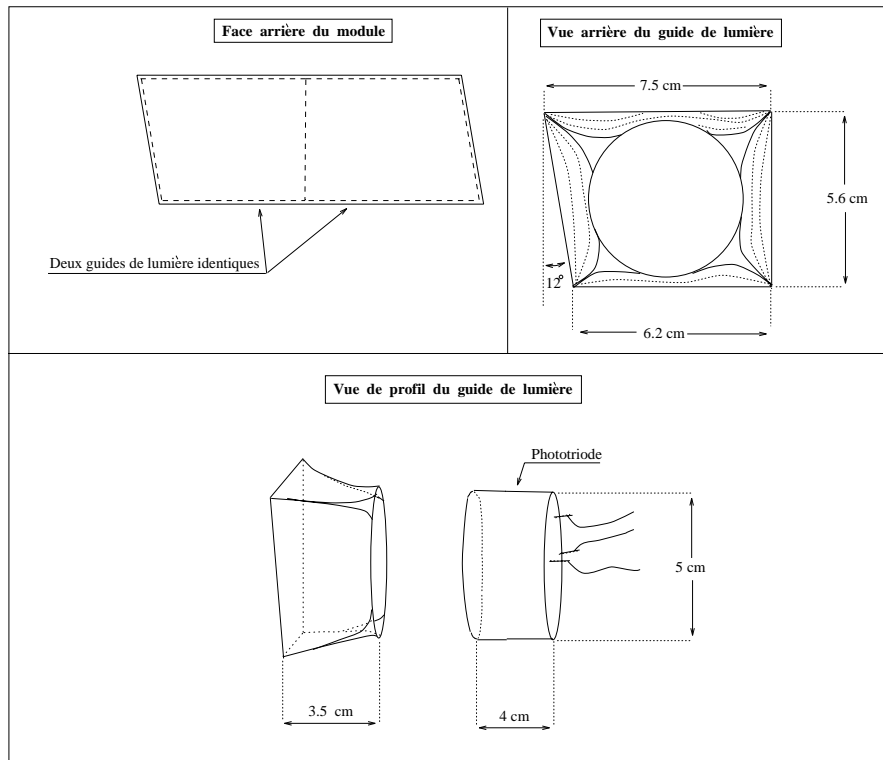


Figure II.18: Le guide de lumière. Il fait la jonction entre la sortie de la brique et l'entrée de la phototriode.

II.3.4 La simulation du détecteur

La simulation du détecteur est basée sur le programme GEANT [11]. Les modules sont constitués d'environ 2700 fibres contenues à l'intérieur des couches de plomb. Afin d'augmenter la rapidité de la simulation, les briques ont été décrites par un mélange homogène plomb/fibre dans les proportions 1/4. L'efficacité de collection de la lumière par les guides en plexiglas est également prise en compte dans la simulation. Pour cela, on a mesuré cette efficacité en parcourant le guide en plexiglas avec une fibre éclairée par une diode électroluminescente. Tout le plan inférieur du guide a été parcouru, permettant ainsi d'obtenir une carte d'efficacité de collection dépendant de la position où le signal pénètre dans le guide. L'efficacité chute rapidement lorsqu'on s'éloigne du centre du guide. Cette carte d'efficacité a été incluse dans la simulation afin de reproduire les non-uniformités de collection de la lumière. L'ensemble du détecteur a été simulé dans le cadre de l'expérience L3, ce qui permet une étude globale de ses performances.

II.3.5 Le test en faisceau des briques

Avant d'installer le EGAP dans l'enceinte de l'expérience L3, les briques ont été placées dans un faisceau test [12] en 1995 afin de vérifier les performances du calorimètre. Le faisceau

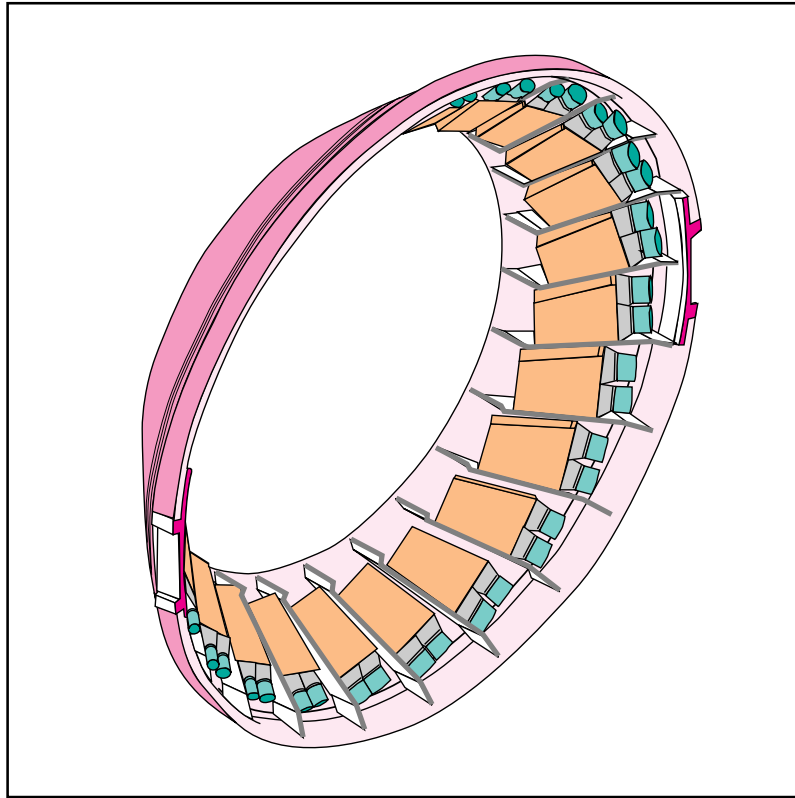


Figure II.19: La structure porteuse du EGAP et le positionnement des briques; cette structure a la forme d'un cône tronqué dont l'axe correspond à l'axe du faisceau e^+e^- .

test mettait à disposition des électrons de 1 à 50 GeV pénétrant à l'intérieur des briques. Les briques étaient disposées de manière identique à la position qu'elles auraient dans l'expérience L3 et le faisceau d'électrons frappait le calorimètre avec le même angle de dépointage que dans l'expérience L3. La figure II.20 montre les effets d'un déplacement horizontal d'un faisceau d'électrons de 5 GeV permettant d'étudier les non-uniformités de réponse du détecteur en fonction de la position x d'impact du faisceau sur les briques.

On remarque qu'il y a 2 zones où la réponse du détecteur n'est pas uniforme:

- La position $x = 0$ correspond à un passage du faisceau entre 2 briques. Dans cette position le faisceau touche les extrémités de chacune des 2 briques et l'efficacité de collection de la lumière est mauvaise. Le signal recueilli est faible par rapport à l'énergie initiale des électrons.

- La position $x \simeq 7$ correspond au milieu d'une brique. Le signal est recueilli par les 2 guides de lumière appartenant à la brique. Là encore, le signal lumineux atteint les extrémités des guides où l'efficacité de collection de la lumière est faible.

En plus de l'effet des guides il y a sans doute un effet de fuite du signal de détection lorsque les électrons passent exactement entre les 2 briques puisque le nombre de longueurs de radiation traversé varie de $5 X_0$ au minimum à $20 X_0$ en plein centre d'une brique. Cet effet augmente avec l'énergie des électrons.

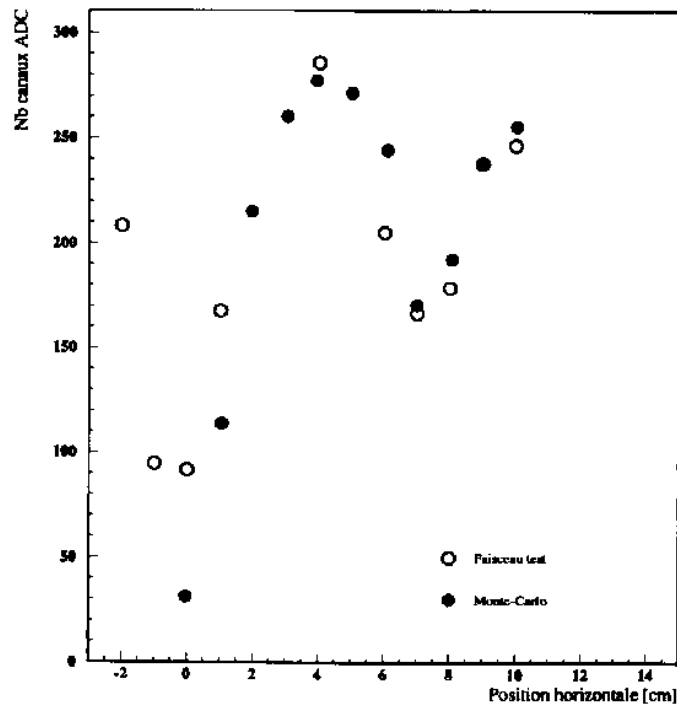


Figure II.20: Comparaison du signal obtenu en sortie des modules pour les données prises en faisceau test et le Monte Carlo en fonction de la position d'impact des électrons sur la brique. Sur cette figure la brique s'étend physiquement de 0 à 15 centimètres.

La figure précédente montre également que la simulation du détecteur reproduit convenablement les effets de non-uniformité. A partir de ces constatations on sera en mesure de corriger ces effets dans les données prises par le EGAP dans le cadre de l'expérience L3.

La résolution en énergie mesurée en faisceau test est compatible avec la prédiction de la simulation Monte Carlo et vaut [12]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (2.3 \pm 0.6)\% + \frac{(11.6 \pm 1.3)}{\sqrt{E(\text{GeV})}}\% \quad (\text{II.4})$$

Cette résolution a été mesurée en un point fixe au centre d'une voie. Elle correspond à la résolution intrinsèque du milieu SPACAL mais pas à la résolution réelle du détecteur EGAP.

II.3.6 Performances du EGAP

On a testé les performances du EGAP après sa mise en place au sein du détecteur L3 grâce aux premiers événements délivrés par le LEP en 1996. De 1996 à fin 1997, il y a eu 3 périodes de physique pendant lesquelles le LEP a fonctionné respectivement à 161 GeV, 172 GeV et 183 GeV. Au cours des différents arrêts techniques, nous avons optimisé certains paramètres afin de rendre maximum le rapport signal sur bruit.

Les calibrations et le niveau de bruit dans le EGAP

Le signal recueilli dans le EGAP est la somme de 2 composantes: une composante non physique de bruit et une composante de signal physique. La composante non physique est constituée de bruit électronique, thermique et lumineux et on peut la mesurer en observant le signal électronique pour chaque voie en l'absence de signal physique. La distribution du signal électronique est alors Gaussienne et la valeur moyenne mesurée s'appelle le piédestal; c'est la valeur qui est retranchée au signal électronique pour obtenir le signal physique. La largeur à mi-hauteur de la distribution Gaussienne est le niveau de bruit. La distribution II.21 représente le niveau de bruit pour chacune des voies du EGAP pour l'année 1996 et pour l'année 1997. La mesure du bruit est donnée ici en nombres de canaux ADC.

On voit sur cette figure que le niveau de bruit moyen est plus faible pour l'année 1997; ceci est le résultat des interventions successives, comme nous verrons par la suite, que l'on a menées sur le détecteur depuis son installation afin d'en améliorer les performances. Afin de connaître la correspondance nombre de canaux ADC \longleftrightarrow énergie, il est nécessaire de calibrer toutes les voies sur un signal de physique. Il faut un signal physique constitué de particules électromagnétiques (électrons ou photons) dont l'énergie est connue indépendamment du détecteur que l'on veut calibrer. Afin d'obtenir une valeur assez précise pour les constantes de calibration, la section efficace du processus doit être grande afin d'accumuler beaucoup de statistique dans les briques. Les canaux de physique utilisables pour la calibration sont donc principalement les événements "Bhabha" $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma^* \rightarrow e^+e^-$ et les interactions " $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ": $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$.

Les événements "Bhabha" ont une section efficace qui devient très importante lorsque l'énergie dans le centre de masse des électrons incidents est ajustée sur la masse du boson Z.

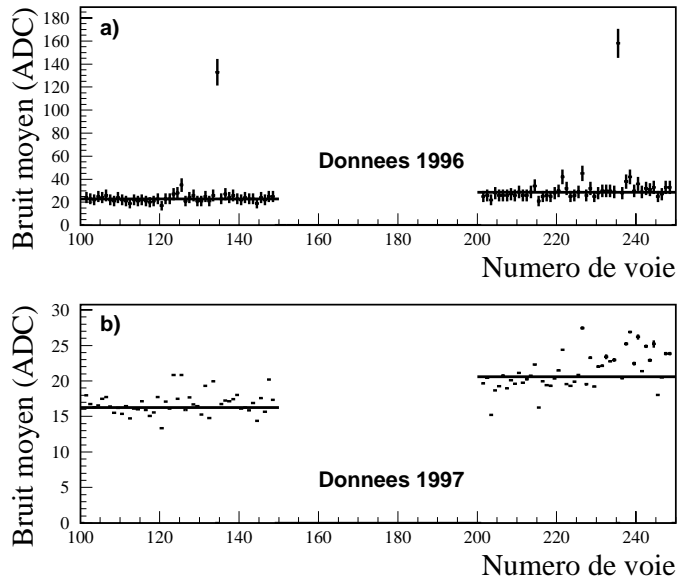


Figure II.21: Niveau de bruit moyen en nombre de canaux ADC mesuré dans chaque voie du EGAP. Les 48 voies 101 à 148 appartiennent au côté $\theta \sim 140^\circ$ et les 48 autres, 201 à 248, à $\theta \sim 40^\circ$. Dans les données 1996, on remarque que les voies 134 et 235 sont bruyantes. Inutilisables, elles ne sont pas prises en compte en 1997.

Avant chaque prise de données à haute énergie, le LEP fonctionne dans ces conditions afin d'effectuer les calibrations pour tous les sous-détecteurs. Les électrons "Bhabha" de l'état final ont l'énergie du faisceau (~ 45.6 GeV au pic du Z) ce qui permet de faire une calibration absolue du détecteur après avoir sélectionné ces événements. Dans l'angle solide du EGAP, on a trop peu d'événements "Bhabha" pour faire une calibration voie par voie. Afin d'obtenir une estimation moyenne de l'énergie on fait simplement une calibration globale du détecteur, c'est-à-dire que le même facteur de calibration est appliqué pour toutes les voies. Le facteur de calibration permet d'exprimer le niveau de bruit moyen en MeV pour chacun des 2 côtés:

- Niveau de bruit moyen pour $\theta \sim 40^\circ$: 380 MeV / voie
- Niveau de bruit moyen pour $\theta \sim 140^\circ$: 306 MeV / voie

Ceci est le résultat de la première calibration qui a été obtenue en 1996.

Les événements " $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ " ont quatre électrons dans l'état final. Les électrons incidents émettent chacun un photon réel ou virtuel, ils sont diffusés à très petit angle et restent en général dans le tube faisceau sans être détectés. Les 2 photons émis interagissent pour donner naissance à une paire électron-positon qui restent les seules particules de l'état final visibles dans le détecteur. La section efficace de ce processus est très grande et augmente légèrement avec l'énergie disponible dans le centre de masse des électrons incidents. Le spectre d'énergie

des électrons émis est de l'ordre de quelques GeV et la TEC permet alors une mesure précise de l'impulsion, donc une mesure précise de l'énergie de ces électrons. La quantité de données collectées récemment avec le détecteur L3 à une énergie de 183 GeV dans le centre de masse a permis grâce à ces événements " $\gamma\gamma$ " de faire une calibration entre chacune des voies du EGAP; l'analyse développée pour obtenir ces facteurs d'intercalibration est détaillée dans l'annexe B. Les corrections entre 2 voies peuvent varier d'un facteur 2 et sont principalement dues à la différence de gain quantique entre les phototriodes comme le suggéraient les mesures des gains lors du faisceau test. La transmission de la lumière peut être différente d'une voie à l'autre à cause de la résine de qualité inégale qui transporte la lumière des fibres vers les guides en plexiglas. Ces effets cumulés peuvent être corrigés par l'intercalibration.

Le contrôle du fonctionnement des voies.

Afin de s'assurer que l'électronique de détection (comprenant les phototriodes et la carte électronique de lecture et d'alimentation) fonctionne, un système de diodes électroluminescentes (DEL) a été mis en place. Ce système a l'avantage de contrôler, entre les prises de données, le fonctionnement de chaque voie du calorimètre à l'intérieur même de l'expérience L3. Les DEL sont collées sur les guides en plexiglas. Elles émettent une lumière verte correspondant à la longueur d'onde de la lumière scintillée par les fibres à l'intérieur des briques. Il est alors possible d'envoyer un signal lumineux pulsé au niveau des guides qui est ensuite détecté par les phototriodes puis amplifié par la chaîne de préamplification. L'analyse du signal de sortie permet de contrôler le bon fonctionnement de toutes les voies du EGAP. Ce système ne peut malheureusement pas être exploité pour faire une intercalibration des voies car l'intensité lumineuse délivrée par les DEL, et l'efficacité de transmission de la lumière vers les phototriodes sont inconnues et différentes pour chaque voie. Ceci est illustré sur la figure II.22 a) qui montre l'intensité du signal recueilli en nombre de canaux ADC en fonction du numéro de voie pour le côté $\theta \sim 40^\circ$.

L'information des DEL n'est utilisable que pour vérifier l'évolution du signal pour des voies prises une à une. Par exemple la figure II.22 b) montre l'évolution du signal DEL en fonction du temps pour 2 voies différentes du EGAP. L'unité de temps en abscisse représente environ 1 à 2 jours. Le signal LED est stable en fonction du temps à mieux que 1 %.

Optimisation de la haute tension

Les tests sur les phototriodes [13] ont montré que leur gain dépendait faiblement de leur tension d'alimentation. On peut donc chercher à maximiser le rapport signal de LED / bruit en faisant varier la haute tension des phototriodes dans le cas où le bruit serait fonction de la haute tension. Les résultats de ce test sont résumés dans le tableau II.2.

Le rapport signal sur bruit est maximum pour une alimentation en haute tension de 300 V et est amélioré de 15 % par rapport à la valeur initiale de 800 V utilisée pour la haute tension, le signal de LED a diminué de 10 à 20 % alors que le bruit a diminué d'environ 30 %.

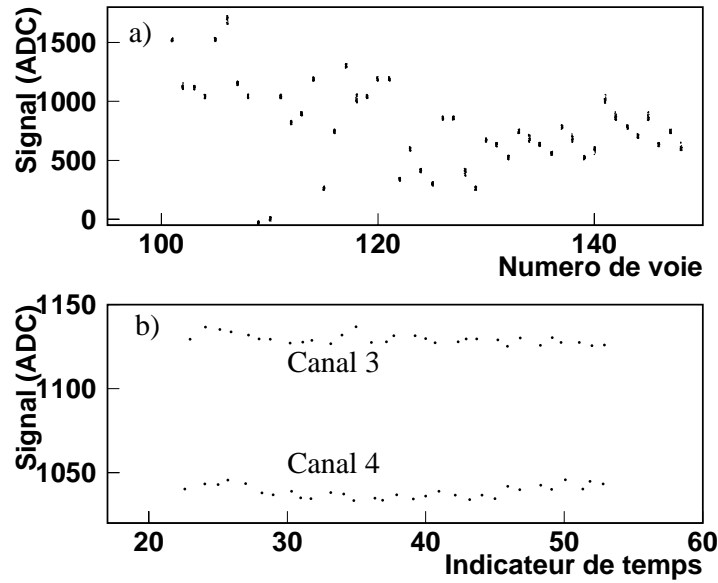


Figure II.22: La figure a) représente le signal DEL en fonction du n^o de voie, la figure b) illustre la stabilité du signal DEL dans le temps pour deux voies différentes.

Diminution du temps d'intégration du signal

Le signal en sortie du préamplificateur est intégré pendant une durée de $11 \mu s$, c'est la valeur du temps d'intégration pour le signal du BGO. A priori, la mise en forme d'un signal physique pour les calorimètres à fibres scintillantes est très rapide et inférieure à la μs (cf. référence [10]). D'autre part, le bruit moyen pour chaque côté du EGAP varie en fonction du temps d'intégration du signal comme le montre la figure II.23 a). Comme pour la haute tension, on peut optimiser le rapport $\text{Signal(DEL)}/\text{Bruit}$ en fonction du temps d'intégration: la figure II.23 b) montre les résultats des mesures.

Malheureusement, les DEL donnent un signal de sortie trop long ($2-3 \mu s$), ceci suggère que les mesures précédentes sont de plus en plus fausses lorsque le temps d'intégration diminue,

Haute tension (Volts)	50	150	300	450	650	800
Bruit (Nb d'ADC) $\theta \sim 40^\circ$	21	21	22	25	29	33
Bruit (Nb d'ADC) $\theta \sim 140^\circ$	31	34	35	40	44	50
Sig(LED) / Bruit $\theta \sim 40^\circ$	185	195	205	199	189	178
Sig(LED) / Bruit $\theta \sim 140^\circ$	240	233	261	242	243	226

Tableau II.2: Mesures du bruit et du rapport Signal/Bruit pour plusieurs valeurs de la haute tension d'alimentation des phototriodes.

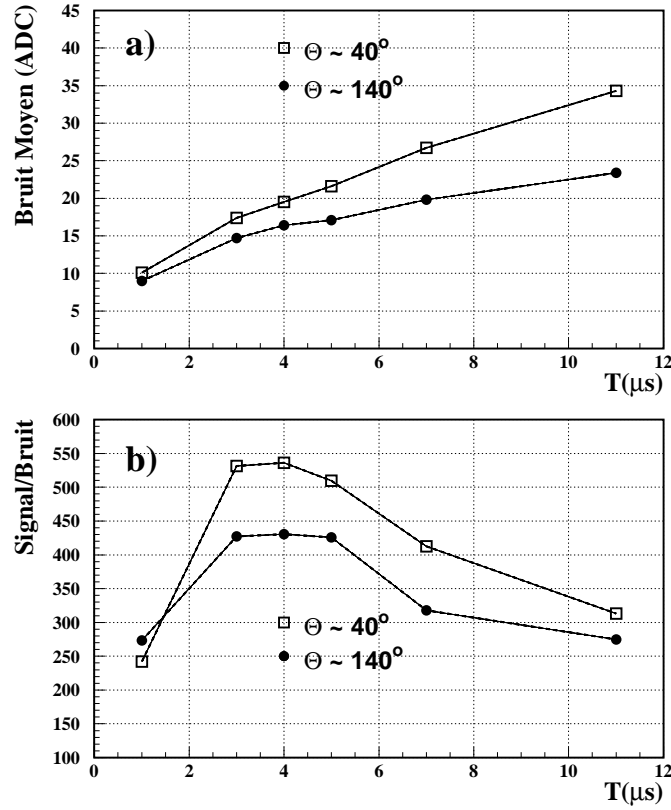


Figure II.23: La figure a) représente la variation du bruit en fonction du temps d'intégration du signal T (μs), la figure b), la variation du rapport signal sur bruit en fonction de T .

on ne peut donc estimer correctement le gain exact de cette opération sur un signal physique que l'on attend plus rapide. Dans le souci de ne pas altérer les signaux physiques, la valeur du temps d'intégration a été diminuée à $5 \mu s$.

Le bruit corrélé

Dans les différentes voies du EGAP on observe un bruit corrélé: il semble que l'une des principales sources de bruit soit due au bruit électronique et au refroidissement à air situé à l'intérieur du tube support. Cet effet est assez délicat à comprendre, il s'agit en fait d'un mouvement d'ensemble des piédestaux entre le moment où les valeurs des piédestaux sont mesurées et le moment où on prend des données avec le détecteur. Afin de s'affranchir du bruit corrélé, on applique un algorithme qui s'inspire d'une étude antérieure faite pour éliminer ce type de bruit dans le BGO [14]. La méthode consiste à comparer le niveau de bruit moyen pour des voies voisines qui semblent avoir un niveau de bruit semblable et à retrancher la valeur moyenne du bruit à ces voies.

Le niveau de bruit actuel et la résolution en énergie.

Compte tenu des améliorations que l'on a apporté au détecteur depuis sa mise en service, le niveau de bruit moyen a baissé d'environ 20 à 25%; le niveau de bruit actuel pour chacun des côtés est:

- 310 MeV / voie pour $\theta \sim 40^\circ$,
- 253 MeV / voie pour $\theta \sim 140^\circ$.

La résolution mesurée sur les "Bhabha" de 45 GeV (fonctionnement au pic du Z pour la calibration des détecteurs) avant le fonctionnement du LEP à 183 GeV est de:

$$\sigma(E)/E = 17\% \quad E \sim 45\text{GeV}$$

Cette mesure est obtenue en incluant les facteurs d'intercalibration obtenus par l'analyse détaillée dans l'annexe B. La résolution obtenue avec les données est différente de la résolution obtenue en faisceau test (équation II.4). Cette dernière a été mesurée en un point fixe au milieu de la brique, les phénomènes de non-uniformité de collection de lumière sont ainsi occultés. Par contre, la résolution mesurée avec les données de L3 prend en compte tous les électrons qui interagissent dans l'angle solide du EGAP, les phénomènes de non-uniformité ont été corrigés et les fuites d'énergie dans le BGO et le HCAL ont été prises en compte.

II.3.7 Conclusions

Le détecteur EGAP a été installé dans l'expérience L3 à la fin de l'année 1995 avant le début de la phase de haute énergie du LEP. Les tests en faisceau ont montré la bonne efficacité de détection des électrons et photons de plus de 1 GeV dans le EGAP [13]. Pour mesurer l'énergie des photons ou des électrons dans le EGAP, il est nécessaire de tenir compte de la position d'impact de ces particules dans le détecteur et des fuites d'énergie mesurées dans le BGO ou le HCAL.

Lors des tests en faisceau, les phototriodes ont toutes été calibrées les unes par rapport aux autres grâce à un faisceau d'électrons de 10 GeV. Il apparaît en effet que le rendement quantique des phototriodes utilisées peut varier d'un facteur 2 de l'une à l'autre. Les phototriodes qui ont été utilisées pour le EGAP dans l'expérience L3 n'ont pas été précalibrées; il était donc nécessaire d'obtenir une intercalibration des 96 voies du EGAP à l'aide des données collectées avec le détecteur L3 (voir annexe B). En outre, les seuils de bruit ont été abaissés de 25% environ, par rapport aux performances initiales du EGAP, en optimisant le temps d'intégration du signal et la tension d'alimentation des phototriodes.

II.4 Le système de déclenchement de l'expérience L3

Le système de déclenchement sert à sélectionner les événements physiques, c'est à dire les événements issus des collisions e^+e^- ; il accepte aussi les événements issus des interactions photon-électron et photon-photon. Les principales sources de bruit de fond sont les muons cosmiques, les interactions faisceau-gaz et le bruit électronique. En mode 8×8 paquets, il y a un croisement électrons positons toutes les 11 μs ; il faut donc un système capable de reconnaître le plus rapidement possible un événement physique d'un événement bruit de fond. Le système de déclenchement de L3 est divisé en 3 niveaux de complexité croissante réduisant le taux de 91 Hz à quelques Hz.

II.4.1 Le déclenchement de niveau 1

Le niveau 1 doit faire un traitement rapide des données enregistrées. Pour cela les canaux de lecture de chaque sous-détecteurs sont regroupés par blocs de sorte à limiter la quantité d'information à traiter. Le niveau 1 fait une analyse peu précise des données enregistrées par quelques sous-détecteurs et décide soit de numériser les informations des sous-détecteurs soit de rejeter l'événement et de ré-initialiser l'électronique de lecture pour le prochain croisement de faisceau.

Le déclenchement de niveau 1 est simplement le "OU" logique des conditions de déclenchement, données par les calorimètres, les chambres à muons, la TEC et les scintillateurs.

Le déclenchement en énergie

Pour le déclenchement en énergie, on utilise l'information des calorimètres (BGO et HCAL) et des compteurs de luminosité (LUMI). Pour limiter au maximum la quantité d'information à traiter, les signaux de sortie des calorimètres sont regroupés pour former seulement 256 canaux pour le calorimètre électromagnétique, 384 canaux pour le calorimètre hadronique et 32 canaux pour les LUMI. On impose les critères de déclenchement suivants:

- **Energie totale:** l'énergie totale mesurée dans les calorimètres BGO et HCAL doit être supérieure à 20 GeV ou l'énergie dans le tonneau du BGO doit être supérieure à 10 GeV.
- **Amas d'énergie:** les informations des calorimètres BGO et HCAL sont corrélées en θ et en Φ pour détecter la présence d'un amas localisé d'énergie. Le seuil en énergie doit être supérieur à 7 GeV (3 GeV si l'amas est corrélé avec une trace TEC).
- **Nombre de canaux:** au moins deux canaux contiennent une énergie supérieure à 5 GeV.
- **Photon seul:** l'énergie d'un amas de BGO doit représenter au moins 80 % de l'énergie totale dans le BGO.
- **Energie LUMI:** l'énergie totale dans les compteurs de luminosité doit être supérieure à 30 GeV.

Le déclenchement TEC

Ici on n'utilise que l'information de 14 fils sur 52 par secteur externe de la TEC pour la rapidité du traitement. On segmente également la TEC dans le plan $R - \Phi$ en cellules grossières. Un algorithme permet ensuite la recherche des traces qui prennent leur origine à proximité du tube du faisceau. Le nombre de traces trouvées doit être au moins supérieur ou égal à 2. Dans le cas de 2 traces, une coupure en acoplanarité (angle entre les traces dans le plan transverse) est appliquée. Depuis 1997, on utilise également l'information de la TEC interne, ce qui permet de réduire la coupure en acoplanarité sur les traces chargées.

Le déclenchement TEC est un complément du déclenchement en énergie, il permet entre autre de déclencher sur les interactions $\gamma\gamma$.

Le déclenchement scintillateurs

Le déclenchement scintillateurs utilise les 30 compteurs à scintillation. On demande que 5 scintillateurs au moins soient touchés et coïncident avec un croisement de faisceau dans une fenêtre en temps de 30 ns . Ce déclenchement se fait sur des événements hadroniques à haute multiplicité.

Le déclenchement muon

Les informations des chambres à muons sont utilisées. Un algorithme recherche les traces de muons de plus de 1 GeV d'impulsion transverse qui passent à proximité du point d'interaction. Le déclenchement se fait si au moins une trace est identifiée. Dans le cas d'une seule trace, l'événement est sélectionné s'il y a un signal dans au moins 1 scintillateurs (sans corrélation en position avec la trace). A ce niveau le taux de muons cosmiques sélectionnés est environ de 1 Hz .

Contrôle du déclenchement

Si un des déclenchements s'est produit, un système central envoie les informations au niveau 2 afin de faire une sélection plus fine des événements. Dans le cas contraire un signal d'initialisation est envoyé à tous les systèmes d'acquisition de données.

II.4.2 Le déclenchement de niveau 2

Le niveau 2 [15] permet de diminuer le taux d'événements qui ont passé un seul critère de déclenchement (80 % des événements) du niveau 1 afin que ce taux soit compatible avec la capacité de traitement du niveau 3. Le niveau 2 rejette en moyenne 2 événements sur 3. Le niveau 2 utilise les corrélations entre les sous-détecteurs et il est alors possible d'analyser plus précisément les informations recueillies.

Les interactions faisceau-gaz et le bruit électronique de la TEC sont en partie éliminés en reconstruisant plus précisément les traces; on demande en particulier que les traces reconstruites passent à proximité du point d'interaction.

Les muons cosmiques sont rejetés en demandant qu'un scintillateur coïncide en position avec une trace dans les chambres à muons; s'il y a deux scintillateurs touchés, on demande qu'ils coïncident en temps. Il faut qu'au moins une trace TEC, avec les caractéristiques précédentes, soit reconstruite.

L'énergie est mesurée plus précisément, en particulier le bruit de fond corrélé est pris en compte. La sélection sur les critères d'énergie ressemble à celle du niveau 1 avec en plus une meilleure corrélation spatiale entre les dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques (présence identifiée de jets).

Le taux d'événements qui est accepté par le niveau 2 est de l'ordre d'une dizaine de Hz . L'efficacité des critères de sélection du niveau 2 est meilleure que 99.95 % sur des événements physiques.

II.4.3 Le déclenchement de niveau 3

Le niveau 3 [16] est le dernier niveau de déclenchement. Il traite la totalité des données digitalisées. C'est en fait une analyse en ligne en Fortran qui utilise toute l'information des sous-détecteurs. Les sélections sont encore affinées mais basées sur les mêmes principes. Le taux de déclenchement est réduit de moitié environ et les événements sélectionnés sont ensuite envoyés au système d'acquisition de données et distribués à des programmes de contrôle en ligne. Le taux moyen de déclenchement du niveau 3 est de 5 Hz .

Bibliographie

- [1] B.Adeva et Al., Nucl.Inst.Meth., A289 (1990) 35-102.
- [2] O.Adriani et Al., Nucl.Inst.Meth., A348 (1994) 431.
- [3] D.Bourilkov, G.Rahal-Callot, Note L3 *N°* 2047 (1997).
- [4] J.A.Bakken et Al, Nucl.Inst.Meth., A280 (1989) 25;
J.A.Bakken et al., "Calibration of the L3 electromagnetic calorimeter in electron beam",
Note L3 *N°* 1712 (1995).
- [5] G. Gratta, note interne L3 *N°* 1557 (1993);
M Vivargent, note interne L3 *N°* 1346 (1993).
- [6] A.Bay et Al, Nucl.Inst.Meth., A321 (1992) 119.
- [7] B.Bertucci et M.Chemarin, Note L3 *N°* 1504 (1993).
- [8] A.Adam et al., "The forward Muon detector of L3", Note L3 *N°* 1984 (1996);
G.Carlino et al, "1995 Forward-Backward Trigger Efficiency", Note L3 *N°* 1951 (1996).
- [9] Y.Bertch et Al, Nucl.Inst.Meth., A340 (1994) 321
- [10] M.Livan, V.Vercesi, R.Wigmans, "Scintillating-fibre calorimetry", CERN: 95-02 (1995);
Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.: 44 (1995) 122-131.
- [11] R.Brun et Al., "GEANT3", CERN DD/EE/84-1, (sep. 1987).
- [12] G.Basti et Al, Nucl.Inst.Meth., A374 (1996) 293.
M.Campanelli, "Test-beam results and MonteCarlo simulation for the EGAP", Note L3
N° 1645, (1994).
- [13] A.Boucham,"Recherche de neutralinos avec le détecteur L3 au LEP et réalisation
d'un calorimètre plomb - fibres scintillantes pour améliorer son hermiticité
électromagnétique", Thèse présentée à l'université de Savoie, LAPP 96-T02 (Avril 1996)
169.
- [14] C.Tully, "BGO Noise Decorrelation Algorithm", Note L3 *n°* 1928 (1996).
- [15] J.J. Blaising et Al, Note L3 *N°* 2150 (1997).
- [16] C.Dionisi S.Falciano A.Fucci, "The Third Level Trigger System of the L3 Experiment
at LEP", CERN-PPE/93-114.

Chapitre III

Analyse des données

Introduction

Ce chapitre est consacré à la sélection des événements à énergie manquante dans trois configurations qui seront précisément définies. Pour obtenir une sélection qui distingue les événements supersymétriques des événements standards il est nécessaire d'identifier tous les processus standards susceptibles d'être un fond pour notre recherche. Il faut connaître parfaitement la réponse de notre détecteur afin de reconstruire le plus précisément possible les flux d'énergie et d'identifier au mieux les leptons et les hadrons. Ensuite, les critères de sélection des événements seront explicités. Nous expliquerons la méthode d'optimisation utilisée pour obtenir, sur un ensemble de variables, la valeur des coupures qui donnent la meilleure sensibilité aux événements recherchés. Nous présenterons finalement les efficacités obtenues sur des événements charginos et neutralinos ainsi que les événements sélectionnés dans les données enregistrées avec le détecteur L3 durant le fonctionnement du LEP à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV d'énergie dans le centre de masse de la collision des électrons et positons.

III.1 Les signatures expérimentales

Rappel des hypothèses théoriques définissant le cadre de la recherche

Nous travaillerons dans le cadre de l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (2 doublets de Higgs) avec l'hypothèse que la R-parité est conservée. Nous supposons que le $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. Nous effectuerons la recherche de charginos et neutralinos dans le cadre général du MSSM sans contraintes d'unification.

Les modes de désintégration

Dans le chapitre I, on a montré la diversité des désintégrations possibles pour les charginos et les neutralinos. Celles-ci correspondent à différentes signatures expérimentales pour les événements charginos et neutralinos. Nous étudierons dans cette partie les désintégrations

pour lesquelles les rapports d'embranchement sont dominants (ils le sont tant que les désintégrations en cascade des charginos et des neutralinos en particules SUSY autres que la LSP sont négligeables):

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{+(*)} W^{-(*)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' l \nu$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{+(*)} W^{-(*)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}'''$

$Z^{(*)}$ ou $W^{\pm(*)}$ représentent respectivement un boson Z ou W^\pm virtuel ou réel si la cinématique le permet. Dans ces désintégrations, l'état final observable dans le détecteur est purement hadronique ou semi-leptonique (présence d'un lepton isolé dans l'événement); nous n'avons pas pris en compte ici la recherche d'événements dont l'état final est purement leptonique avec de l'énergie manquante, puisqu'une autre analyse dans L3 garde précisément cet état final.

Pour la recherche de neutralinos, le cas le plus favorable serait l'étude de la production $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$; malheureusement, l'état final $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ est invisible, seul un rayonnement initial émis par l'électron ou le positon pourrait être détecté. Pour les charginos, nous nous bornerons à l'étude de la production $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ [1]. En effet, les recherches au pic du Z [2] combinées avec les recherches à $\sqrt{s} = 130 - 140$ GeV [3] ont exclu une région de l'espace des paramètres telle que la production de paires de charginos $\chi_2^+ \chi_1^-$ et $\chi_2^+ \chi_2^-$ est cinématiquement exclue au moins jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

En supposant qu'il n'y a pas de désintégrations en cascade dans le secteur chargino-neutralino et que les désintégrations mentionnées ne soit pas supprimées, les rapports d'embranchement sont:

$$\begin{aligned} Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}) &\simeq 70\% \\ Br(\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' l \nu) &\simeq 44\% \\ Br(\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}''') &\simeq 46\% \end{aligned}$$

Les désintégrations en cascades dans le secteur neutralino-chargino conduisent aux états finals suivants:

- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0 W^{\mp(*)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 f_W \bar{f}_W' f_W'' \bar{f}_W'''$
- $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{+(*)} W^{-(*)} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 f_Z \bar{f}_Z f_W \bar{f}_W' f_W'' \bar{f}_W'''$

où les f_W et f_Z sont des fermions produits dans les désintégrations des bosons Z et W . La première désintégration en cascade a le même état final et la même topologie que les désintégrations directes des charginos (elle sera donc prise en compte naturellement dans l'analyse chargino). La seconde a un état final plus compliqué mais certaines configurations contiennent le même nombre de particules visibles (quarks et leptons) que dans les 3 canaux de désintégration étudiés.

Ces multiples configurations montrent la nécessité d'avoir des sélections inclusives, basées sur un trait commun à toutes les désintégrations de particules supersymétriques: l'énergie manquante emportée par la LSP χ_1^0 .

Les topologies attendues dans le détecteur

Les quarks produits dans les désintégrations se fragmentent en hadrons suivant un processus schématisé sur la figure III.1. La partie (a) est le niveau de production des quarks. A ce niveau, les quarks sont très énergétiques et peuvent émettre des gluons qui émettent à leur tour de nouveaux partons (région (b): fragmentation). Les partons créés se rassemblent ensuite pour former des états singlets de couleur: les hadrons (partie (c)). Finalement, dans la partie (d), les hadrons instables se désintègrent en hadrons stables visibles dans le détecteur. La partie (b) est calculable par la QCD perturbative alors que la partie (c) est décrite par la QCD non perturbative, et l'hadronisation fait donc appel à des modèles phénoménologiques. On utilise le Monte Carlo JETSET [4] pour décrire la fragmentation et l'hadronisation des quarks.

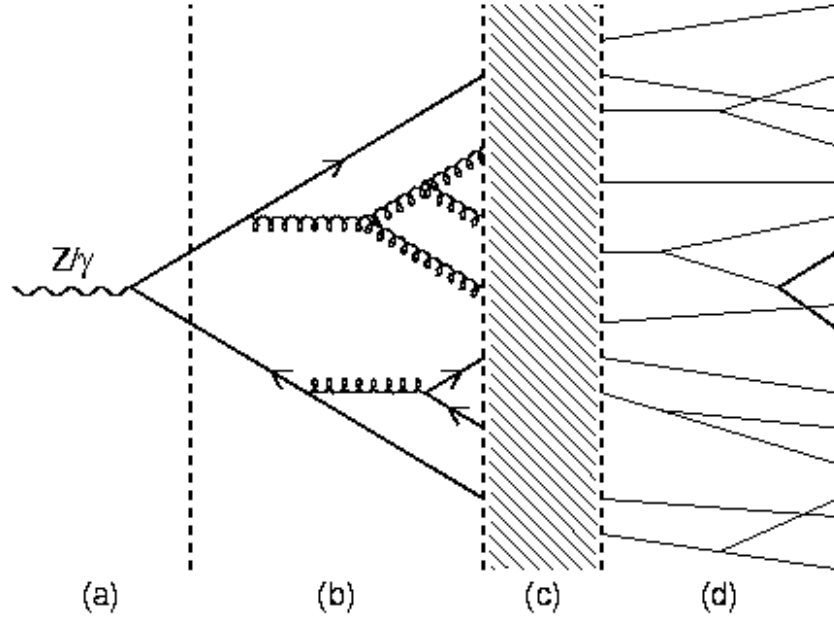


Figure III.1: Schéma des étapes successives de l'hadronisation des quarks.

La fragmentation des quarks donne lieu à des jets de particules hadroniques dont l'axe est orienté suivant la direction initiale des quarks. Compte tenu des désintégrations de charginos et neutralinos précédentes, les signatures attendues dans le détecteurs sont:

- signature "semi-leptonique": $l^\pm + jet + jet + \cancel{E}$ ($\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$)
- signatures "hadroniques": $jet + jet + jet + jet + \cancel{E}$ ($\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$)
- $jet + jet + \cancel{E}$ ($\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$)

où \cancel{E} désigne l'énergie manquante emportée par les $\tilde{\chi}_1^0$ et les neutrinos lorsqu'il y en a. La figure III.2 montre les trois configurations différentes des événements que nous allons rechercher. La figure III.2 (a) montre une configuration en 2 jets, \vec{P} désigne la direction de l'énergie manquante totale. A partir de cette configuration on définit la variable d'acolinéarité, θ_{acol} , comme le supplémentaire de l'angle entre les 2 jets dans l'espace et la variable d'acoplanarité,

θ_{acop} , comme le supplémentaire de l'angle entre les deux jets, projeté dans le plan transversal à l'axe de collision e^+e^- . La figure III.2 (b) montre la configuration en 4 jets. On apparie les jets les plus proches afin de définir deux directions privilégiées de l'événement \vec{P}_{12} (jets 1 et 2) et \vec{P}_{34} (jets 3 et 4). Les deux directions permettent ensuite de calculer θ_{acol} et θ_{acop} de la même manière que dans le cas (a). La configuration semi-leptonique est indiquée sur la figure III.2 (c). La méthode de calcul de θ_{acol} et θ_{acop} est similaire au cas (b), le lepton étant considéré comme un jet pour l'appariement. Ces variables sont indépendantes du nombre de jets et de leur définition, elles sont cependant sensibles à la fraction d'énergie manquante dans l'événement. La méthode pour l'appariement des jets sera expliquée dans la reconstruction des événements.

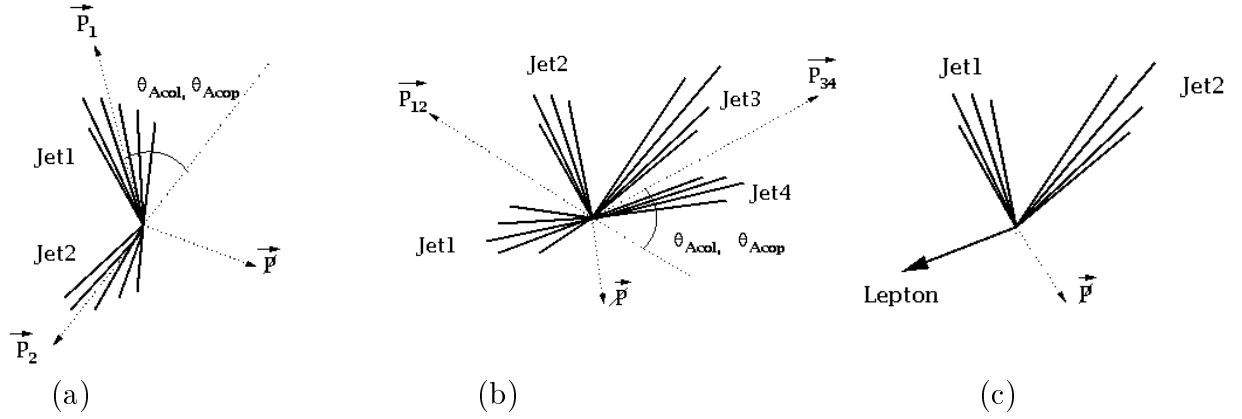


Figure III.2: Topologies attendues dans le détecteur pour la désintégration des neutralinos dans le canal hadronique (a) et pour la désintégration des charginos dans les canaux hadroniques (b) et semi-leptoniques (c).

Pour la suite, il est utile de définir la différence de masse ΔM entre M_{spart} , la masse de la particule supersymétrique la plus lourde produite dans les interactions e^+e^- (χ_1^\pm ou χ_2^0 dans notre cas), et M_{LSP} , la masse de la LSP:

$$\Delta M = M_{spart} - M_{LSP} \quad (III.1)$$

Lorsque ΔM est grand, la masse de la LSP est petite et il y a une faible énergie manquante. Quand ΔM est petit, l'énergie visible dans le détecteur est faible. Comme nous le montrerons dans la suite, les distributions pour le signal se modifient en fonction du ΔM ; des événements chargino ou neutralino produits avec différents ΔM seront donc soumis à des fonds standards différents.

III.2 Les fonds standards attendus

Nous avons obtenu plusieurs topologies à partir de la désintégration des charginos et des neutralinos. Beaucoup des événements standards ont des topologies proches de celles

des événements supersymétriques et sont donc des fonds potentiels pour les événements que nous recherchons. Pour détecter la présence d'un signal de supersymétrie, nous devons donc rechercher un excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Nous allons dans ce paragraphe identifier les processus qui constituent les fonds pour notre recherche.

Pour donner une idée générale, la figure III.3 montre les taux de production de la plupart des processus standards en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision électron-positon, \sqrt{s} . On voit que la section efficace des différents processus varie assez fortement lorsque l'énergie disponible augmente: Les sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ ou $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ)$ augmentent fortement dès que la production de particules W^\pm ou Z réelles est possible. La section efficace d'autres processus diminue ($\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma))$ par exemple). Il faudra donc réajuster l'ensemble des sélections à chaque pas de la montée en énergie du LEP puisque la nature des fonds standards change avec l'énergie.

- Les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ sont produits dans la voie s par l'intermédiaire d'un photon ou d'un boson Z . Ces événements produisent en général deux jets de particules hadroniques provenant des 2 quarks produits. On peut observer dans certains cas un troisième jet hadronique dû à un gluon rayonné par un des quarks de l'état final. La section efficace de ce processus est très grande lorsque \sqrt{s} correspond à M_Z ($\sigma \sim 30 \text{ nb}$); à plus haute énergie, la section efficace est plus faible, cependant, un des électrons peut émettre un rayonnement initial (photon) de sorte que l'énergie dans le centre de masse des électrons après rayonnement soit de nouveau M_Z . Ce phénomène est communément appelé "retour au Z ". L'état final à haute énergie du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ est donc constitué de 2 (3) jets avec éventuellement un photon rayonné dans l'état initial. Le photon est souvent émis suivant l'axe du faisceau et n'est pas détecté. L'énergie manquante pointe donc dans la direction du faisceau avec une incertitude liée à la précision de la mesure de l'énergie des jets dans le détecteur.

- Les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ sont produits dans la voie s par l'intermédiaire d'un boson Z ou γ et par échange dans la voie t d'un ν_e comme le montre la figure III.4.

Les bosons W^\pm se désintègrent ensuite en une paire de quarks, $W^\pm \rightarrow q\bar{q}'$, ou en une paire lepton-(anti) neutrino, $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$, ce qui conduit à des états finals similaires à ceux des charginos, l'énergie manquante étant portée par le neutrino pour les canaux où au moins un lepton est produit. Les désintégrations hadroniques des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ constituent un fond important pour les charginos et neutralinos à grand ΔM ; en moyenne il y a peu d'énergie manquante, cependant la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ est grande: 12.2 pb à 172 GeV et 15.5 pb à 183 GeV.

- Les événements $e^+e^- \rightarrow ZZ$ ont une section efficace d'un ordre de grandeur plus faible que les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$; leur seuil de production se situe vers 182 GeV, on peut cependant produire des bosons Z virtuels, les données à 172 et 183 GeV en seront affectées. Les bosons Z produits se désintègrent en une paire de fermions (quarks, leptons, neutrinos).

- Les événements $e^+e^- \rightarrow e^\pm\nu W^\mp$ ont une section efficace assez faible et l'électron de l'état final est souvent diffusé à très petit angle et n'est pas détecté. Il en résulte une grande énergie manquante et seules les désintégrations hadroniques ou leptoniques du W^\pm sont visibles dans le détecteur. Les jets produits peuvent être très acolinéaires et la topologie

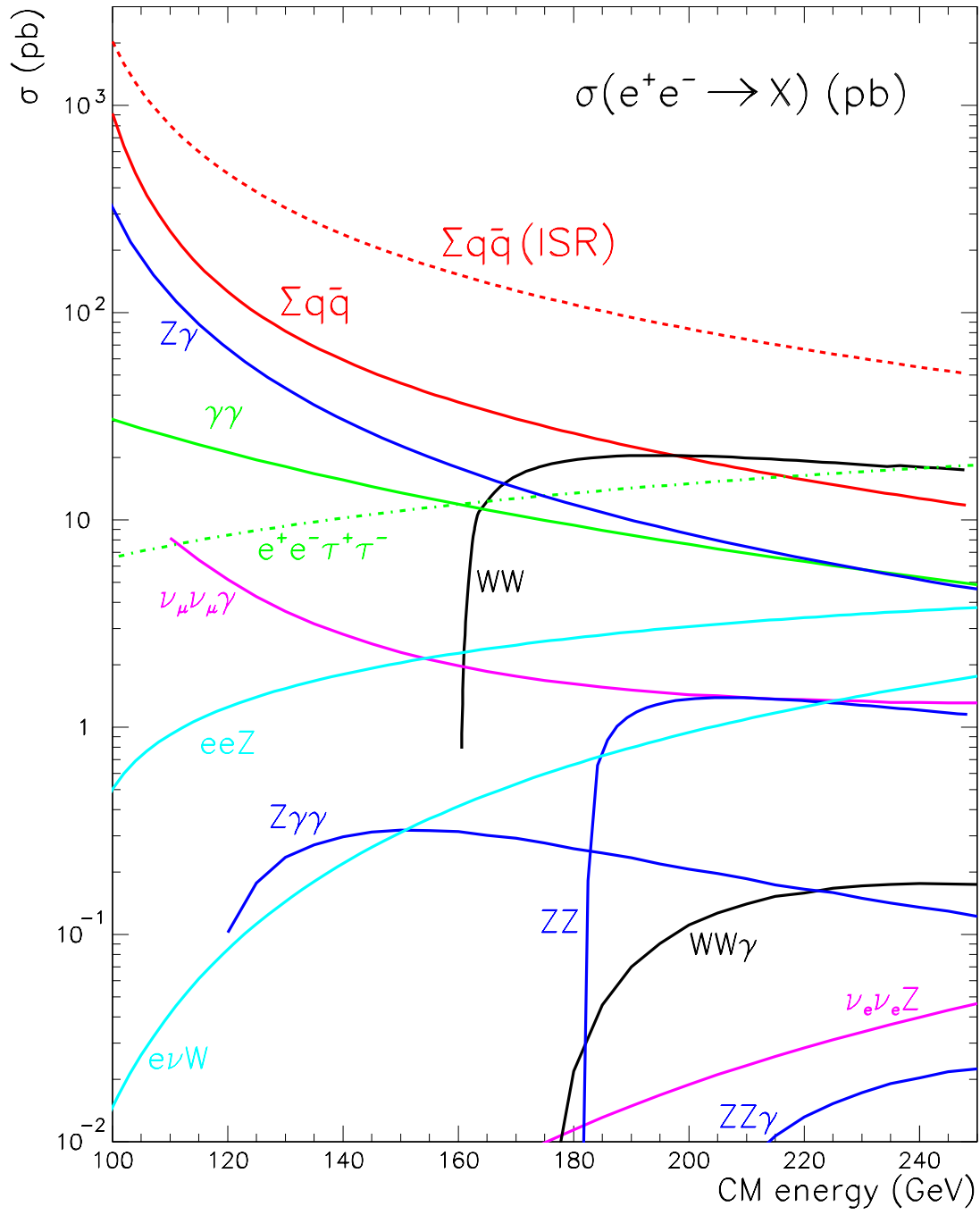


Figure III.3: Sections efficaces des processus standards en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} .

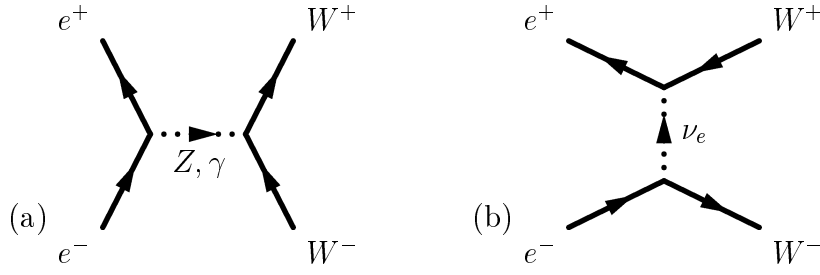


Figure III.4: Production des paires de W dans l'annihilation e^+e^- .

est semblable aux désintégrations hadroniques des charginos et neutralinos; cependant leur masse invariante est centrée sur M_W .

- Les "événements $\gamma\gamma$ ", correspondant à la réaction $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$ sont produits par interaction de 2 photons quasi réels émis par les électrons et positons du faisceau. Cette interaction est représentée sur la figure III.5. L'électron et le positon ayant émis chacun un photon sont diffusés à très petit angle et restent souvent à l'intérieur du tube faisceau. Quelques fois, un électron ou un positon est diffusé à grand angle et atteint les LUMI ou les ALR. L'état final $f\bar{f}$ a la même masse invariante que le système $\gamma\gamma$; le spectre d'énergie des photons émis est un spectre de Bremsstrahlung qui est centré sur 0 avec une décroissance rapide du nombre de photons émis à grande énergie. En conséquence, l'énergie et la masse invariante du système $f\bar{f}$ est faible et centrée sur 0. Le nombre de traces des événements à petite masse invariante est également faible et les critères de sélection du système de déclenchement de l'expérience rejettent une grande partie des événements dont l'énergie est inférieure à quelques GeV. Les deux photons émis n'ont pas la même énergie et sont préférentiellement émis parallèlement à l'axe du faisceau. Comme le référentiel du centre de masse de la collision $\gamma\gamma$ est différent du référentiel de l'expérience, le système $f\bar{f}$ résultant de l'interaction $\gamma\gamma$ a donc une impulsion totale non nulle dirigée suivant l'axe du faisceau. Le système $f\bar{f}$ est donc acolinéaire; cependant, lorsque les électrons incidents sont diffusés à très bas angle, l'impulsion transverse du système est centrée sur 0 en vertu de la conservation de l'énergie-impulsion. Le système $f\bar{f}$ peut être une paire de leptons ou un système hadronique. La section efficace de ce processus est très grande ce qui en fait un bruit de fond dangereux pour les recherches de nouvelles particules à petit ΔM .

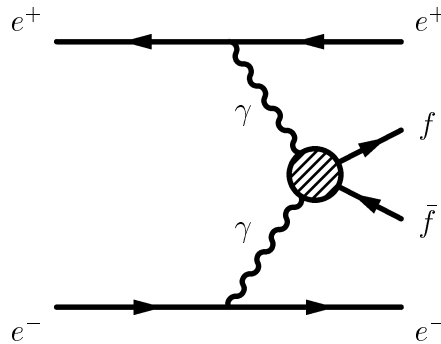


Figure III.5: Diagramme représentant les "interactions $\gamma\gamma$ ". $f\bar{f}$ représente une paire de leptons chargés ou un état final purement hadronique.

- Les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sont produits dans la voie s par l'intermédiaire d'un Z ou d'un γ et par échange dans la voie t d'un γ avec les diagrammes de la figure III.6. Dans

la suite, nous appellerons les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, événements "Bhabha".

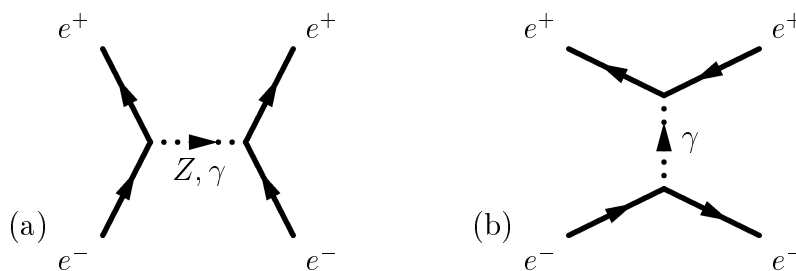


Figure III.6: Diagrammes contribuant au calcul de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

La section efficace de ce processus est très grande à petit angle polaire. Les calculs QED permettent une estimation précise de la section efficace de ce processus dans l'angle solide des compteurs de luminosité (LUMI). Le comptage du nombre d'événements de ce type dans ces calorimètres permet d'obtenir une mesure précise de la luminosité des données.

L'énergie des électrons diffusés dans tout le détecteur est connue et est égale à l'énergie des électrons du faisceau. Au pic du Z , la contribution du graphe (a) augmente la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à grand angle. Ceci permet d'effectuer les calibrations des détecteurs électromagnétiques avec une luminosité relativement faible avant chaque période de fonctionnement du LEP à haute énergie.

Conclusion

Nous avons énuméré les principaux processus standards en indiquant les caractéristiques qui pourront permettre de rejeter ces événements dans les sélections. Une grande partie des processus cités ci-dessus n'ont pas exactement le même état final que les événements supersymétriques recherchés, cependant, à cause des inefficacités du détecteur, de sa résolution, de sa couverture angulaire limitée, la reconstruction des événements n'est pas idéale: par exemple la non détection d'un lepton ou la mauvaise mesure de l'énergie d'un jet de particules peut simuler de l'énergie manquante et rendre les événements acolinéaires. La reconstruction des événements et l'identification des particules dans le détecteur sont donc des points importants de l'analyse.

III.3 La simulation Monte Carlo des événements de signal et de fond

Le programme de simulation Monte Carlo de L3 produit des événements en deux étapes:

- La génération: les événements sont créés à partir d'un générateur basé sur un modèle physique. Le résultat est un ensemble de particules qui sont enregistrées sous forme de quadri-vecteurs énergie-impulsion avec un numéro qui identifie chaque particule.

- La simulation du détecteur: les particules générées sont propagées à travers une représentation détaillée du détecteur qui inclut une simulation du développement des gerbes dans les matériaux au passage d'une particule et une simulation de tous les éléments actifs du détecteur. Il en résulte un ensemble de signaux correspondant à la réponse simulée du détecteur. Ces signaux sont comparables à ceux qui sont enregistrés lors d'une prise de données. Ils sont ensuite traités comme les données par le programme de reconstruction de L3.

III.3.1 Les générateurs d'événements utilisés

Les événements charginos et neutralinos ont été générés avec le programme SUSYGEN [6] pour des énergies dans le centre de masse de 161, 172 et 183 GeV. Les calculs sont basés sur les prédictions du MSSM [1], [5] et incluent les désintégrations en cascade de particules supersymétriques. Nous avons généré des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_1^- \chi_1^+; \chi_1^\pm \rightarrow W^{\pm*} \chi_1^0$ pour différents couples de masse $(M_{\chi_1^\pm}, M_{\chi_1^0})$ et pour les désintégrations hadroniques et semi-leptoniques des $W^{\pm*}$. Nous avons généré de la même manière des événements $e^+e^- \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^0; \chi_2^0 \rightarrow Z^* \chi_1^0; Z^* \rightarrow q\bar{q}$ pour différents couples de masse $(M_{\chi_2^0}, M_{\chi_1^0})$. 1000 à 2000 événements ont été générés en moyenne pour chaque couple de masse et chaque type de désintégration. Pour les processus de fond standard, nous avons utilisé le programme PYTHIA [4] pour les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$, nous avons utilisé PYTHIA à $\sqrt{s} = 161$ GeV et EXCALIBUR [7] à $\sqrt{s} = 172$ et 183 GeV. Le programme KORALW [8] simule la production des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. La production des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est obtenue à partir du programme BHAGENE [9] et la production de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, à partir du programme KORALZ [10]. Les interactions $\gamma\gamma$ sont générées avec les programmes DIAG36 [11] pour la production de leptons et PHOJET [12] pour la production de hadrons. A titre indicatif, le tableau III.1 donne la liste des générateurs d'événements Monte Carlo utilisés à $\sqrt{s} = 183$ GeV, la section efficace donnée par les générateurs ainsi que la luminosité équivalente des événements simulés sont indiquées en troisième et quatrième colonne; en dernière colonne, on donne les spécificités ou les coupures appliquées au niveau générateur.

III.3.2 La simulation du détecteur L3

Le programme de simulation SIL3 de L3 est basé sur le programme GEANT3 [13]. La structure géométrique du détecteur ainsi que les propriétés des matériaux constituant les différentes parties du détecteur sont décrites en détails. Les particules sont propagées pas à pas à travers le détecteur; tous les processus tels que les désintégrations, les pertes d'énergie par diffusions multiples, par interactions nucléaires, par bremsstrahlung et les productions de paires sont simulées.

SIL3 comprend une représentation complète du détecteur L3, incluant les détails de la géométrie des sous-détecteurs jusqu'à la précision souhaitée (typiquement de 10 à 100 μm). La simulation des gerbes hadroniques et électromagnétiques est complexe, en particulier les particules produites dans les gerbes doivent être suivies jusqu'à ce que leur énergie atteigne

Processus standards $e^+e^- \rightarrow$	Générateur utilisé	Section efficace (pb) ($\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$)	Luminosité équivalente simulées (pb^{-1})	Spécificités ou coupures au niveau générateur
$(e^+e^-)e^+e^-$	DIAG36	681	309	$M_{\gamma\gamma} \geq 3 \text{ GeV}$
$(e^+e^-)\mu^+\mu^-$	DIAG36	605	162	$M_{\gamma\gamma} \geq 3 \text{ GeV}$
$(e^+e^-)\tau^+\tau^-$	DIAG36	382	509	$M_{\gamma\gamma} \geq 4.25 \text{ GeV}$
$(e^+e^-)q\bar{q}$	PHOJET	15360	129	$M_{\gamma\gamma} \geq 3 \text{ GeV}$
e^+e^-	BHAGENE3	1690	207	$8^\circ < \theta_{electrons} < 172^\circ$
$\mu^+\mu^-$	KORALZ	9.1	10880	-
$\tau^+\tau^-$	KORALZ	8.8	11360	-
$q\bar{q}$	PYTHIA	107.9	1158	-
Ze^+e^-	PYTHIA	3.25	8232	-
ZZ	PYTHIA	0.594	30730	-
$e^\pm \nu q \bar{q}'$	EXCALIBUR	2.69	14740	$M_W = 80.50 \text{ GeV}$
W^+W^-	KORALW	15.5	10626	$M_W = 80.50 \text{ GeV}$

Tableau III.1: Liste des générateurs d'événements Monte Carlo utilisés à 183 GeV.

la sensibilité limite du détecteur: $\sim 10 \text{ KeV}$ dans le détecteur électromagnétique (BGO) et $\sim 1 \text{ MeV}$ dans le calorimètre hadronique.

Les paramètres de la simulation tels que la grandeur du pas de propagation dans chaque sous-détecteur, le seuil en énergie pour la propagation des particules dans les milieux ont été ajustés avec des résultats obtenus en faisceau test pour les calorimètres hadronique et électromagnétique. La simulation utilise également les données en ce qui concerne l'efficacité de collection de la lumière et le bruit électronique dans le calorimètre en BGO. Le bruit d'uranium dans le calorimètre hadronique est simulé par rapport au spectre d'énergie déterminé expérimentalement.

Les points de mesure dans la chambre à trace centrale et dans les chambres à muons sont simulés en utilisant les correspondances temps de dérive / distance qui ont été mesurées en faisceau test.

La simulation des imperfections du détecteur

Les imperfections du détecteur (cellules mortes, canaux bruyants, inefficacités des fils) varient au cours d'une prise de données. Ces imperfections dépendant du temps sont simulées au niveau de la reconstruction des événements. Toutes les informations sur l'état du détecteur à un moment donné ont été enregistrées dans la base de données de L3. On attribue (temporairement) à chaque événement simulé une date et une heure distribuées sur toute la période de prise de données (le poids attribué à chaque période correspond à la luminosité enregistrée pour cette période). Pour chaque événement, les informations concernant la calibration et les imperfections du détecteur obtenues grâce à la base de données sont utilisées pour la reconstruction de l'événement. Cette opération s'appelle la simulation du détecteur réel.

III.4 Les données collectées par le détecteur L3 depuis début 1996

De 1996 à 1997, le LEP a fonctionné à différentes énergies. En 1996, il y a eu deux périodes de fonctionnement, $\sqrt{s} = 161$ GeV et $\sqrt{s} = 172$ GeV, avec une luminosité collectée d'environ 10 pb^{-1} par expérience; en 1997, le LEP a fonctionné à $\sqrt{s} = 183$ GeV et chaque expérience a collecté entre 50 et 60 pb^{-1} . La luminosité intégrée des données collectées par L3 en 1996 et en 1997 est récapitulée dans tableau III.2 pour chaque énergie de fonctionnement.

\sqrt{s} (GeV)	luminosité collectée par L3 (pb^{-1})
91.2	0.53
161	10.90
91.2	0.66
172	10.25
91.2	2.2
130	3.35
136	3.62
183	55.5

Tableau III.2: Données collectées avec le détecteur L3 en 1996 et en 1997.

Avant chaque période de fonctionnement à haute énergie, le LEP fonctionne à $\sqrt{s} = M_Z$ où la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ est maximum. Les données collectées à cette énergie sont nécessaires pour effectuer la calibration de la plupart des sous-détecteurs.

Pendant l'année 1997, le LEP a aussi fonctionné à 130 et 136 GeV afin de lever une ambiguïté sur la présence ou l'absence d'un signal à quatre jets dans l'état final qui avait été observé par l'expérience ALEPH dans les données à 130 et 136 GeV de 1995 [14]. Lors du fonctionnement de 1997, les quatre expériences ont exclu la présence d'un tel signal.

III.5 La reconstruction des événements

III.5.1 Reconstruction des traces chargées dans le détecteur central

Les traces chargées sont détectées par la TEC. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le nombre de fils sensibles de la TEC est au maximum de 62: 8 pour la TEC interne et 54 pour la TEC externe. Les fils sensibles sont tendus parallèlement à l'axe du faisceau; on voit donc que le nombre maximum de fils touchés par une trace chargée provenant du point d'interaction dépend de l'angle θ que fait la trace avec l'axe du faisceau. Pour illustrer ceci, la figure III.7 montre les angles θ minimaux pour qu'un fil au moins soit touché par le passage d'une trace dans la TEC interne et dans la TEC externe; pour un angle θ plus

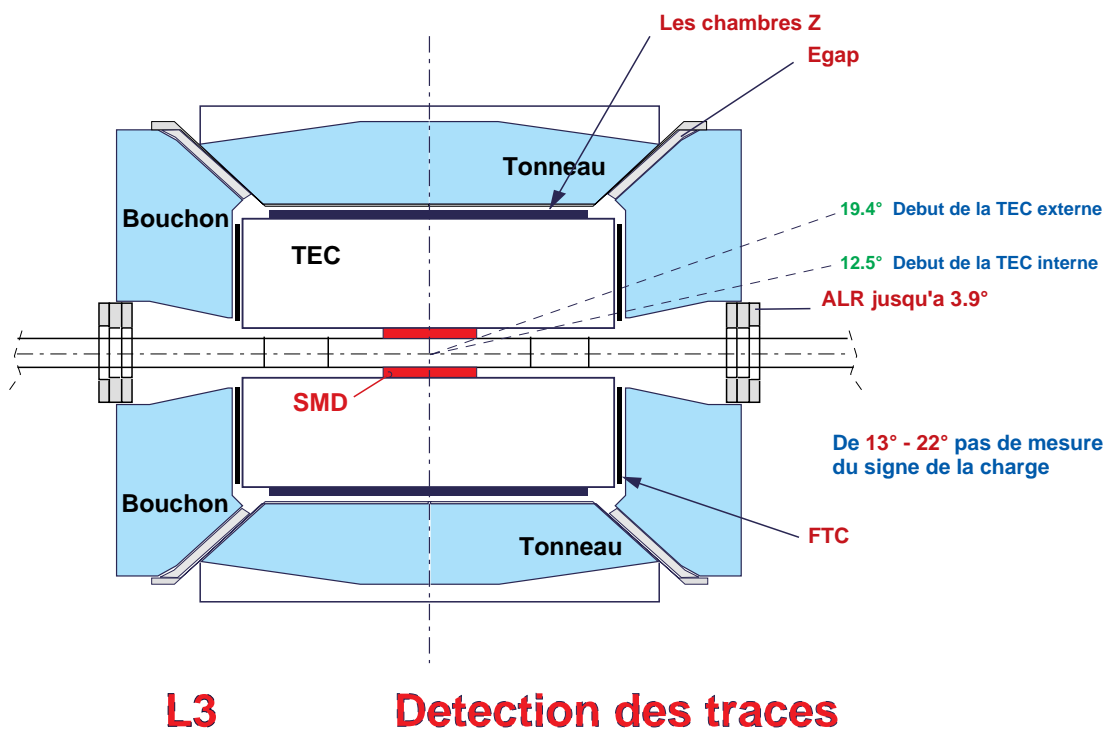


Figure III.7: Vue en coupe longitudinale montrant l'emplacement du SMD, de la TEC et des calorimètres électromagnétiques.

petit que 12.5° , la TEC est inefficace, pour $\theta \simeq 19.4^\circ$ une trace chargée touche 8 fils et pour $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$, la TEC est pleinement efficace (les 64 fils sont touchés).

Au passage de la trace chaque fil sensible donne un point de mesure, localisé avec une précision de $30 \mu m$ dans le plan transversal. La trace chargée est alors reconstruite avec les points de mesure de la TEC et du SMD dont la couverture angulaire est $22^\circ < \theta < 158^\circ$. Les points les plus proches sont associés pour former un segment dans la mesure où on peut les placer (à $30 \mu m$ près) sur une courbe qui représente le trajet virtuel d'une particule chargée dans le champ magnétique. Le segment de courbe ainsi obtenu est alors utilisé pour mesurer l'impulsion de la particule dans le plan transverse (P_t). Le nombre de points de mesure, N_{points} , constituant le segment reconstruit est dépendant de l'angle θ comme on vient de le voir; si on impose un nombre minimal de points de mesure afin d'obtenir une bonne résolution sur la direction et l'impulsion de la trace, on limite l'acceptance angulaire de la TEC. Il faut donc trouver le bon compromis entre une bonne acceptance angulaire et une bonne reconstruction de trace. Nous avons choisi les critères suivant comme définition des bonnes traces:

$P_t \geq 100 \text{ MeV}/c$ $N_{points} \geq 10$ $Dist \geq 15$ $DCA \leq 10 mm$

Tableau III.3: Ensemble des coupures définissant les bonnes traces.

où $Dist$ est la différence entre le numéro du dernier fil et le numéro du premier fil qui ont donné un signal. Le DCA est la plus petite distance d'approche de la trace extrapolée, au point d'interaction. La figure III.8 illustre le DCA.

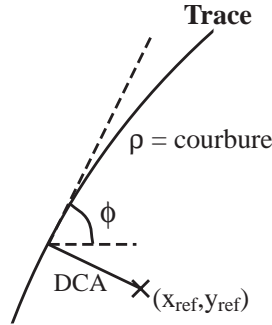


Figure III.8: Le DCA est calculé par extrapolation de la trace reconstruite, (X_{ref}, Y_{ref}) représente les coordonnées du point de l'interaction e^+e^- .

Les coupures sur N_{points} et $Dist$ restreignent l'acceptance angulaire à $22^\circ < \theta < 158^\circ$, mais elles assurent une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion transverse. De temps

en temps, le bruit électronique dans la TEC produit des traces non physiques; ces traces sont reconstruites en général avec peu de points de mesure. Les coupures sur N_{points} et $Dist$ éliminent ces traces non physiques. Les interactions faisceau-gaz produisent des traces de faible impulsion indésirables: la coupure sur l'impulsion transverse élimine les traces de ce type. A priori, pour des événements issus des collisions e^+e^- , les traces proviennent du centre d'interaction e^+e^- . Les traces mal reconstruites et les traces non physiques sont éliminées par la coupure sur le DCA. Finalement, s'il n'y a pas de points de mesure dans le secteur interne de la TEC, on peut avoir une ambiguïté gauche-droite (cf. chapitre précédent) c'est-à-dire qu'il existe 2 positions possible pour la trace dans le plan $R - \Phi$ (une trace réelle et une trace miroir). Cet effet est fortement réduit lorsque le nombre de points de mesure est grand, en particulier, cet effet est négligeable avec les critères du tableau III.5.1.

III.5.2 Identification des particules électromagnétiques dans le BGO

Le calorimètre en BGO a deux atouts principaux: d'une part, il permet de distinguer précisément les particules électromagnétiques isolées des particules hadroniques et d'autre part il mesure précisément l'énergie des particules électromagnétiques sur une grande gamme d'énergie.

La mesure de l'énergie

Lorsqu'une particule pénètre dans le calorimètre en BGO, elle dépose de l'énergie dans plusieurs cristaux voisins formant un amas localisé; en effet les dimensions du cristal sont de l'ordre de grandeur du rayon de molière R_M qui caractérise l'étalement transverse des gerbes électromagnétiques. On s'attend à ce qu'un seul cristal ne contienne qu'une partie de l'énergie de la particule. Le centre des amas localisés est défini par le cristal avec le plus d'énergie. On définit ensuite 3 variables utiles pour la reconstruction de l'énergie et l'identification des particules:

- E_1 est l'énergie contenue dans le cristal central (le plus énergétique) de l'amas;
- E_9 est la somme des énergies des cristaux contenus dans une matrice 3×3 centrée sur le cristal avec le plus d'énergie;
- E_{25} est défini comme E_9 , mais dans une matrice 5×5 de cristaux.

Pour une gerbe électromagnétique, la majeure partie de l'énergie totale E est contenue dans le cristal central de l'amas. En moyenne, les énergies déposées dans les différentes matrices de cristaux pour les particules électromagnétiques sont:

$$E_1/E = 0.75 \quad E_9/E = 0.93 \quad E_{25}/E = 0.96$$

Les rapports et les énergies données ici sont exacts seulement si la particule incidente frappe le milieu d'un cristal. Pour des particules non centrées sur un cristal, on doit apporter une correction à l'énergie reconstruite. A priori E_1/E_9 est un bon estimateur de l'endroit de l'impact (si une particule entre près du bord du cristal central, le premier voisin doit

récupérer une bonne partie de l'énergie de la gerbe et E_1/E_9 devient plus faible). Avec ce rapport, on définit une énergie corrigée:

$$E_9^c = \frac{E_9}{0.1231 \frac{E_1}{E_9} + 0.8222} \quad (\text{III.2})$$

Les facteurs de correction ont été déterminés avec des électrons de 10 GeV en utilisant les données d'un faisceau test [15]. E_9^c constitue notre meilleure estimation de l'énergie pour les particules électromagnétiques au-dessus de 3 GeV. En dessous de 3 GeV, on utilise E_6^c qui est construit sur le même modèle que E_9^c . Plus de détails sur la mesure de l'énergie sont donnés dans la référence [16].

Lorsqu'une particule touche le bord du tonneau ou des bouchons, on ne peut pas reconstruire les variables E_9 et E_{25} ; l'énergie prise en compte est simplement l'énergie brute mesurée sans appliquer de facteurs de correction.

Détermination de la position

La position de l'amas doit correspondre à la position de la particule à son entrée dans le calorimètre. La détermination la plus précise de la position est obtenue par un calcul de centre de gravité en pondérant la position des cristaux touchés dans une matrice 3×3 par l'énergie de chaque cristal. Les coordonnées de la position de l'amas sont données par (X_{cdg}, Y_{cdg}) :

$$X_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i X_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad Y_{cdg} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i Y_i}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (\text{III.3})$$

où (X_i, Y_i) sont les coordonnées du cristal i et E_i l'énergie déposée dans ce cristal.

Identification des particules électromagnétiques

Après avoir déterminé la position et l'énergie des amas dans le BGO, il est important de différencier les amas électromagnétiques des amas hadroniques. Comme on peut le voir sur le schéma de la figure III.9 a), l'étalement transversal de la gerbe est beaucoup plus important pour les particules hadroniques que pour les particules électromagnétiques. En grande majorité un amas électromagnétique a beaucoup d'énergie localisée dans un seul cristal. Cette propriété est exploitée pour distinguer les électrons et les photons des hadrons: on définit un premier critère d'électromagnéticité ρ_{BGO} à l'aide des sommes E_9^c et E_{25}^c (E_{25}^c est défini sur le même modèle que E_9^c):

$$E_{25}^c = \frac{E_{25}}{0.1241 \frac{E_1}{E_{25}} + 0.8713}; \quad \rho_{BGO} = \frac{E_9^c}{E_{25}^c} \quad (\text{III.4})$$

La distribution de ρ_{BGO} est centrée sur 1 pour des électrons et des photons. Sur la figure III.9 b), on voit la distribution de ρ_{BGO} pour les électrons de basse énergie (inférieur à 5

Forme des amas dans le BGO

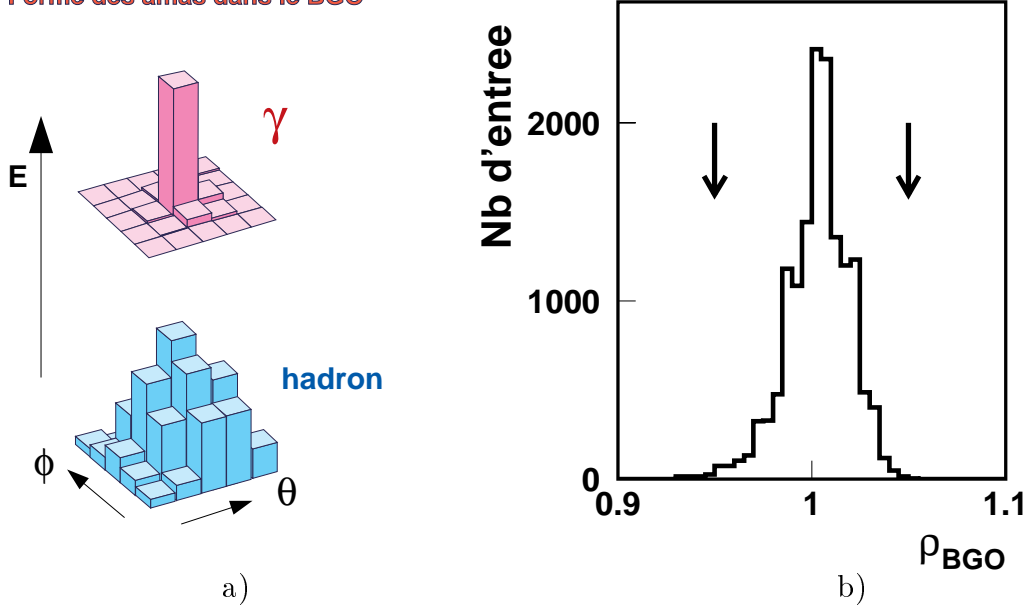


Figure III.9: La figure a) montre la forme de l'amas d'énergie dans une matrice 5×5 de cristaux de BGO pour une particule électromagnétique en haut et pour une particule hadronique en bas. La figure b) montre la distribution de ρ_{BGO} pour des électrons de faible énergie ($E \leq 5$ GeV).

GeV en majorité) du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$. Les coupures utilisées pour la sélection des électrons sont indiquées par des flèches. Il faut noter que la largeur de cette distribution diminue lorsque l'énergie des électrons augmente, le cas montré sur la figure est donc le moins favorable.

Il existe un critère d'électromagnéticité basé sur un calcul de χ^2 , plus évolué que ρ_{BGO} . Ce critère est défini ci-dessous:

$$\chi_{BGO}^2 = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{F_i - F_i^{EM}}{\sigma_i^{EM}} \right)^2 \quad (\text{III.5})$$

où F_i est la fraction d'énergie déposée dans le cristal i d'une matrice 3×3 constituant un amas (défini précédemment) alors que F_i^{EM} et σ_i^{EM} sont respectivement la fraction moyenne par cristal et la largeur de cette fraction pour les cristaux constituant d'un amas typiquement électromagnétique. Les valeurs de ces paramètres ont été déterminées en faisceau test [15]. La distribution du χ_{BGO}^2 est montrée sur la figure III.10 pour la région du tonneau à gauche et pour la région des bouchons à droite. On a obtenu ces distributions pour les électrons de faible énergie du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$. La distribution est plus large pour les bouchons que pour le tonneau, en effet, dans les bouchons les cristaux ne sont plus organisés en structure matricielle carrée; de plus la taille des cristaux varie, ce qui dégrade la résolution sur le χ_{BGO}^2 . Les flèches sur les figures a) et b) indiquent les coupures utilisées pour la sélection des électrons.

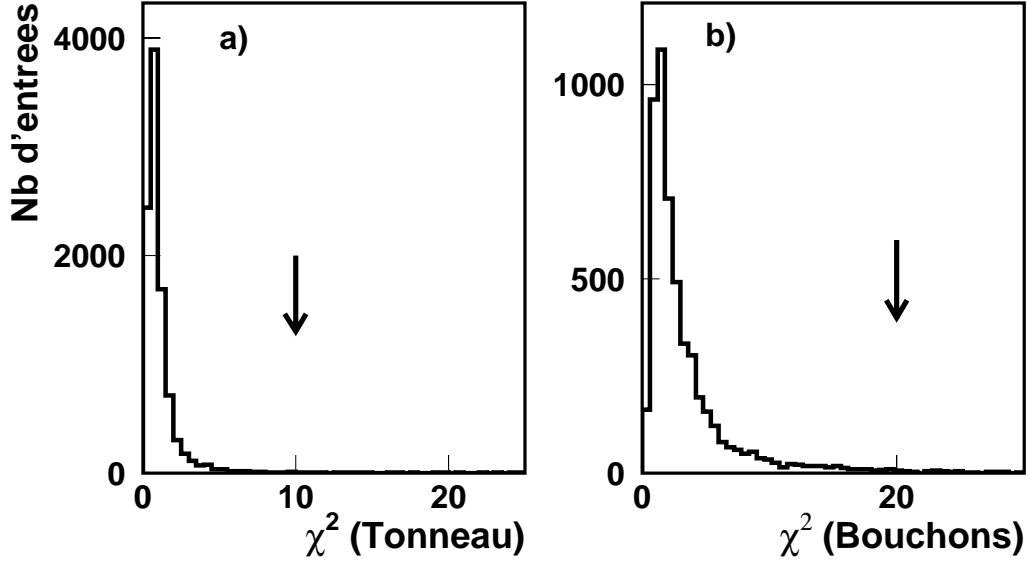


Figure III.10: Distributions du χ^2_{BGO} pour des électrons de faible énergie ($E \leq 5$ GeV) pour le tonneau, fig. a), et pour les bouchons fig. b). Pour des électrons de plus grande énergie, le χ^2_{BGO} diminue en moyenne.

Distinction électron / photon

Pour distinguer les électrons des photons, on utilise l'information de la TEC. Un électron est défini comme l'association d'un amas, qui a passé les critères d'électromagnéticité sur ρ_{BGO} et χ^2_{BGO} , associé à une trace sélectionnée comme bonne trace d'après les critères précédents. La TEC donne la direction de la trace, c'est-à-dire l'angle radial θ et l'angle azimutal Φ , à partir du point de la trace où on mesure le DCA (cf. fig. III.11).

Comme le champ magnétique courbe la trajectoire de la particule dans le plan transverse, la trace doit être extrapolée jusqu'à son entrée dans le BGO; on redéfinit alors un angle Φ_e extrapolé, indiqué sur la figure III.11 qui est comparable au Φ_{BGO} mesuré avec le BGO. Afin de tester l'extrapolation de la trace, on a sélectionné des événements "Bhabha" et des événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ dans les données prises pour la calibration à 91 GeV. Parmi ces événements, on a cherché tous les amas électromagnétiques du BGO et on leur a associé une trace, lorsqu'il en existait une. Les distributions III.12 a) et b) montrent la différence $\Delta\Phi = \Phi_{BGO} - \Phi_e$ pour les électrons des événements "Bhabha" de 45.5 GeV et les électrons issus des interactions $\gamma\gamma$ dont le spectre d'énergie est de l'ordre de quelques GeV. Dans le cas a), l'impulsion de l'électron est grande, $\Phi_e \simeq \Phi_{tr}$, la résolution en $\Delta\Phi$ vaut 0.15° . Cette résolution est la combinaison de la résolution en position de la TEC et du BGO. Dans le cas b), les électrons utilisés sont de plus faible énergie (de 1 à 3 GeV en majorité), la mesure de la position dans le BGO est moins précise et le Φ_{tr} doit être corrigé d'environ 2° à cause de la déviation du champ magnétique. La résolution sur $\Delta\Phi$ se dégrade mais reste tout à fait convenable ($\sigma = 0.36^\circ$).

Pour qu'un amas électromagnétique soit sélectionné comme un électron, on impose une coupure sur le $\Delta\Phi$:

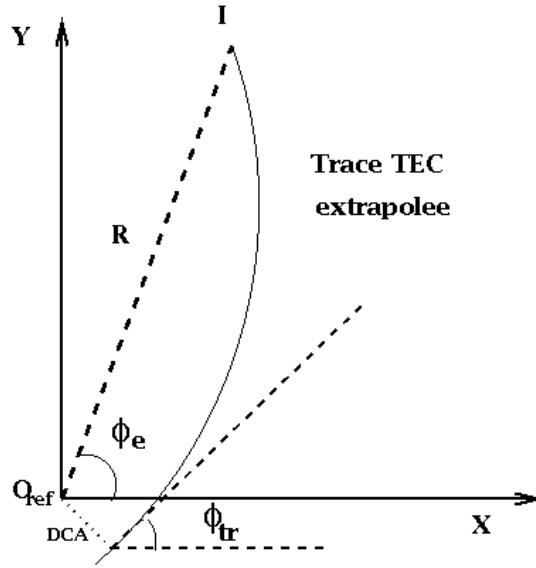


Figure III.11: Trace TEC extrapolée dans le plan transverse. Φ_{tr} est la direction de la trace au niveau du DCA et Φ_e est la valeur extrapolée de cet angle depuis le point d'interaction jusqu'à l'entrée de la trace dans le BGO. I est le point d'impact dans le BGO.

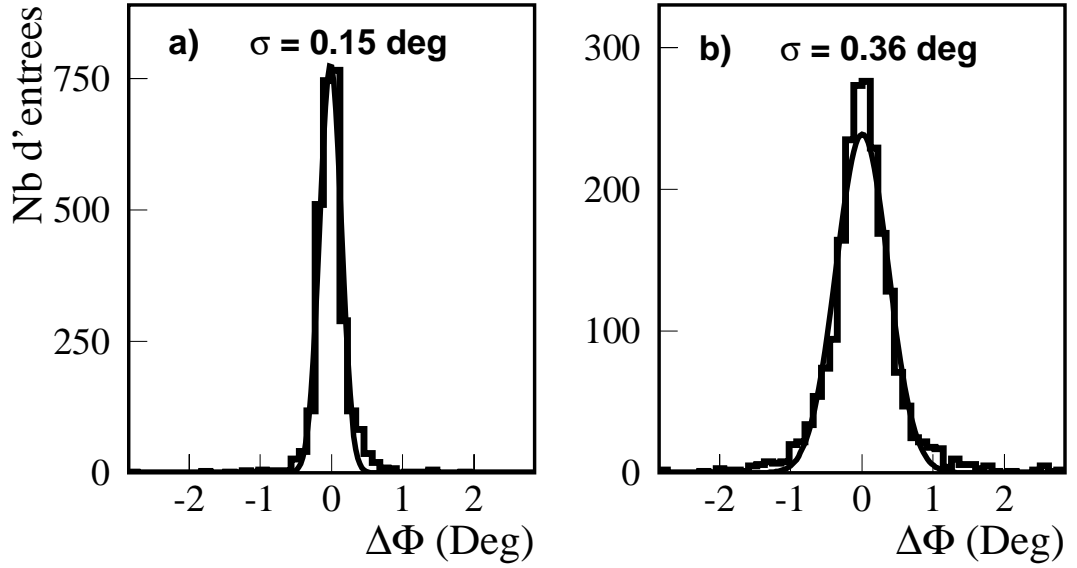


Figure III.12: $\Delta\Phi = \Phi_{BGO} - \Phi_e$ pour des électrons de 45.5 GeV, fig. a), et des électrons de quelques GeV, fig. b).

$$|\Delta\Phi| < 1.0^\circ$$

Comme la TEC mesure moins précisément la coordonnée Z , la résolution sur l'angle polaire de la trace, θ_{tr} , est moins précise. Cette information n'est pas utilisée pour l'association de la trace et de l'amas dans le BGO, nous l'utiliserons cependant pour rechercher les électrons dans le EGAP.

Les coupures utilisées pour sélectionner des électrons dans le BGO sont résumées ci-dessous:

- $E_{amas} \geq 1 \text{ GeV}$
- $0.95 < \rho_{BGO} < 1.05$
- $\chi_{bouchon}^2 \leq 20$
- $\chi_{tonneau}^2 \leq 10$
- $\frac{E_{HICAL}^7}{E_{amas}} \leq 0.1$
- $|\Delta\Phi| < 1.0^\circ$

E_{amas} est l'énergie de l'amas sélectionné dans le BGO. E_{HICAL}^7 est l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique dans un cône de 7° autour de l'amas dans le BGO. La coupure sur la variable E_{HICAL}^7/E_{amas} est un critère d'isolation qui assure que l'électron n'est pas issu d'un jet ou proche d'un jet. Dans la suite, nous donnerons des critères d'isolation supplémentaires pour les leptons.

III.5.3 Identification des électrons et photons dans le EGAP

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'identification des électrons et photons dans le EGAP en donnant des critères simples de sélection. L'efficacité d'identification et la pureté en électrons seront données pour un canal de physique à titre d'exemple.

La mesure de l'énergie dans le EGAP

Les électrons et photons qui entrent dans le EGAP développent une gerbe électromagnétique. En fonction de la position d'impact, les particules électromagnétiques peuvent déposer de l'énergie dans un ou plusieurs canaux voisins de ce calorimètre. Comme pour le BGO, on reconstruit des amas à partir de l'énergie déposée dans le EGAP. L'annexe A explique les étapes de cette reconstruction et donne la mesure de l'énergie brute et de la position des amas. La figure III.13 montre l'énergie des amas dans le EGAP, déposée par des événements Bhabha (Monte Carlo). On voit que l'énergie mesurée ne correspond pas à l'énergie initiale des électrons. Il y a deux raisons principales à cela:

- premièrement, il y a la non-uniformité de la réponse en fonction de la position d'impact de la particule dans le EGAP.

- deuxièmement, une fraction de la gerbe électromagnétique développée par la particule incidente a été perdue par le EGAP. Cette énergie est cependant récupérée par les calorimètres électromagnétique et hadronique autour du EGAP.

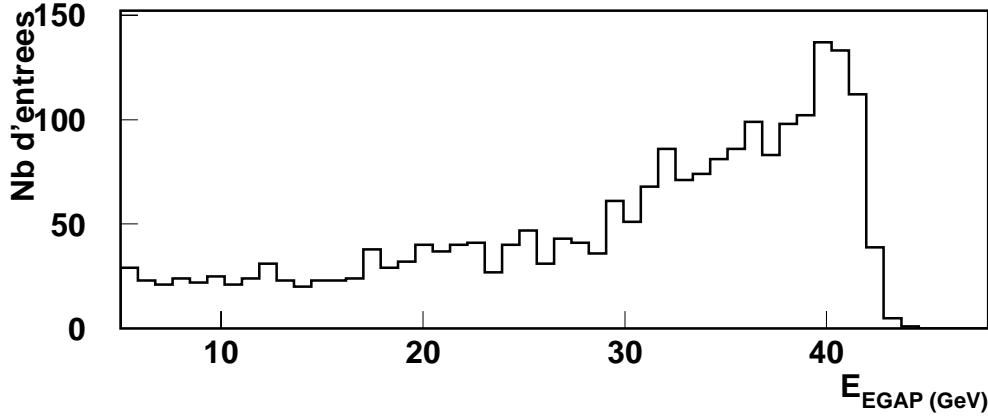


Figure III.13: Distribution de l'énergie des amas dans le EGAP pour des électrons "Bhabha".

Ces deux effets sont illustrés sur la figure III.14. Cette figure montre l'énergie moyenne déposée par un électron d'événement "Bhabha" (Monte Carlo) de 80.5 GeV dans les différents calorimètres, respectivement BGO, EGAP et HCAL, en fonction de la position d'impact de la particule au niveau des calorimètres. L'angle Φ couvre 15° , ce qui correspond à l'espace occupé par une brique du EGAP (24 briques couvrant les 360° en Φ). La particule pointe à l'intérieur de la région angulaire $35^\circ < \theta < 45^\circ$ dans laquelle est situé un côté du EGAP, pour la région angulaire $\theta \sim 140^\circ$, l'autre côté du EGAP, on observe les mêmes distributions.

La figure III.14 a) représente l'énergie déposée dans le BGO: on voit un trou lié à l'absence de BGO dans la région du EGAP. En dehors de la zone du EGAP, l'énergie moyenne mesurée est environ 80.5 GeV indépendamment de θ et Φ .

La figure III.14 b) montre l'énergie brute mesurée dans les amas du EGAP: la position $\Phi = 0$ correspond approximativement au centre de la brique et $\Phi = 9^\circ$ correspond au passage entre deux briques voisines. Cette distribution est cyclique en Φ de période 15° . On observe clairement une structure en dôme liée à la non-uniformité de collection de la lumière discutée dans le chapitre précédent.

L'effet de fuite d'énergie est clairement illustré sur la figure III.14 c), où on représente l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique situé derrière le BGO et le EGAP. Une énergie moyenne d'environ 25 GeV est mesurée par le calorimètre hadronique autour de $\theta = 42^\circ$. Ceci correspond à la jonction EGAP - tonneau du BGO: en effet, les derniers cristaux du tonneau et la face extérieure des briques du EGAP, sont alignées avec le point d'interaction. Dans cette très petite région angulaire non couverte par les calorimètres électromagnétiques les électrons passent directement dans le HCAL. L'effet est très diminué pour la jonction EGAP - bouchon du BGO ($\theta \simeq 37^\circ$), puisque les éléments détecteurs ne sont pas alignés avec le point d'interaction. Autour de $\Phi = 9^\circ$ on observe dans le HCAL l'énergie de fuite du EGAP (on rappelle que le passage entre deux briques du EGAP ne correspond qu'à 5 longueurs de radiation).

La figure III.14 d) est simplement une superposition des trois contributions. On remarque que pour obtenir une vraie mesure de l'énergie, on ne peut pas se contenter d'additionner les contributions de chaque calorimètre, il faudrait appliquer des facteurs de pondération pour chaque calorimètre dépendant de la position (θ , Φ) d'impact de la particule.

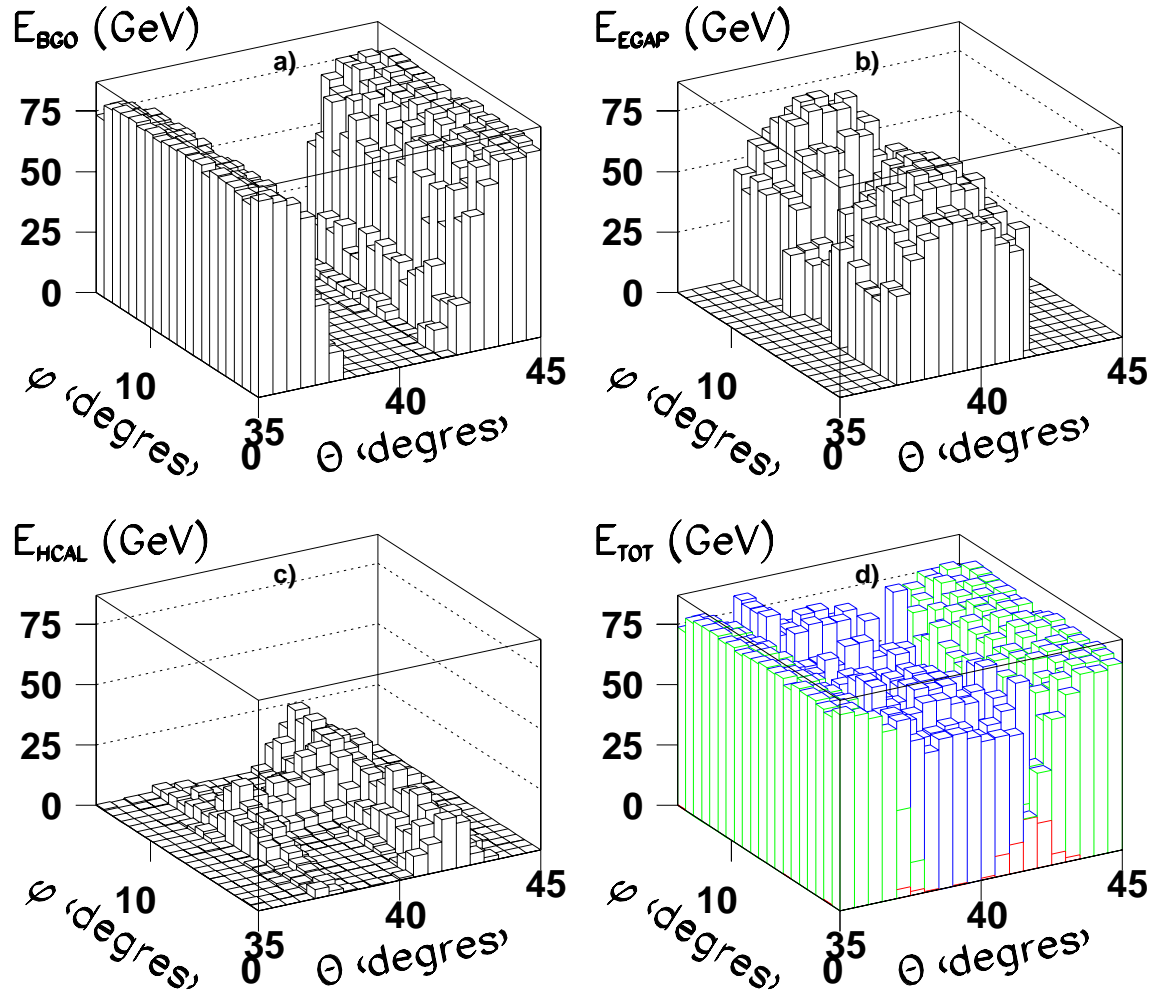


Figure III.14: Energie déposée par des électrons "Bhabha" Monte Carlo de 80.5 GeV dans le BGO (fig. a), dans le EGAP (fig. b) et dans le HCAL (fig. c) en fonction de leur position d'impact θ , Φ . La figure d) est une superposition des trois contributions. Les distributions pour la région $\theta \sim 140^\circ \pm 5^\circ$ sont identiques. Ces distributions sont cycliques en Φ de période 15° .

L'énergie corrigée

Un algorithme a été mis en place pour corriger les effets de fuite et les effets de non-uniformité. Il est utilisé seulement si l'énergie dans le EGAP représente plus de 20 % de l'énergie totale. L'énergie corrigée peut s'écrire sous la forme générale:

$$E_{cor} = a(\theta, \Phi)E_{EGAP} + b(\theta, \Phi)E_{BGO} + c(\theta, \Phi)E_{HCAL} \quad (\text{III.6})$$

où a , b et c sont des fonctions de la position d'impact θ et Φ . La première difficulté consiste à déterminer au mieux les angles θ et Φ . Pour cela, on recherche tous les amas du BGO et du HCAL contenus à l'intérieur d'un cône de 15° d'ouverture autour d'un amas du EGAP. Les angles θ et Φ sont obtenus en faisant la moyenne pondérée par l'énergie des angles θ_i et Φ_i de chaque amas. Une correction n'est appliquée que si θ est dans la région du EGAP (soit $38^\circ < \theta < 42^\circ$). On distingue ensuite 3 régions en Φ qui correspondent aux 2 maxima ($i = 1, 2$) et au "trou" de la figure III.14 c). Pour les deux régions correspondant aux maxima, E_{cor} est de la forme:

$$E_{cor}^i = (\alpha_i(\Phi)E_{EGAP} + E_{BGO} + E_{HCAL})\beta(\theta) \quad (\text{III.7})$$

et pour la région correspondant au "trou" ($\Phi \simeq 9^\circ \text{ mod } 15^\circ$), E_{cor} vaut:

$$E_{cor} = f(\Phi)E_{EGAP} + g(\Phi)(E_{BGO} + E_{HCAL}) \quad (\text{III.8})$$

où α_i ($i = 1, 2$), β , f et g sont des polynômes du second degré, les paramètres de ces polynômes ont été ajustés pour des électrons d'événements "Bhabha" (Monte Carlo) de 80.5 GeV en minimisant la résolution sur l'énergie. Les fonctions α_i et β apportent chacune des corrections d'au plus 35 %. Les corrections f et g sont plus importantes et dépendent plus fortement des fractions d'énergie déposées dans les calorimètres. Pour des électrons de plus faible énergie, on voit sur la figure III.15 que les fractions d'énergie déposées dans les calorimètres sont différentes: au passage entre 2 briques du EGAP, les fuites dans le HCAL sont très faibles. Ceci implique une moins bonne détermination des angles θ et Φ pour des électrons de plus faible énergie; la méthode ne sera pas appliquée dans ce cas.

Cette correction en énergie n'est donc utile que pour les particules de haute énergie; elle a l'avantage de n'utiliser que les informations des calorimètres et peut être utilisée pour les photons et les électrons. Elle n'est appliquée que lorsque le θ corrigé pointe dans la région du EGAP. La figure III.16 montre les effets de cette reconstruction sur des électrons d'événements "Bhabha" Monte Carlo de 45 GeV qui ont été corrigés.

Sélection et identification des électrons

Après avoir mesuré l'énergie des particules électromagnétiques dans le EGAP, il faut déterminer des critères pour séparer les électrons et les photons des autres particules comme nous l'avons fait pour le BGO. La tâche est néanmoins différente ici puisque la segmentation

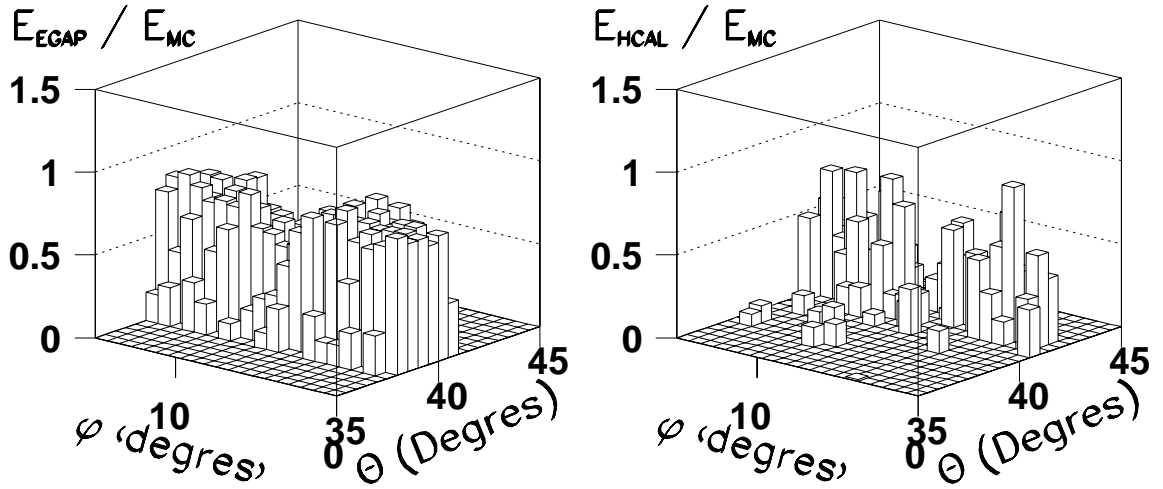


Figure III.15: Energie dans le EGAP (E_{EGAP}) et énergie dans le HCAL (E_{HCAL}) rapportées à l'énergie de l'électron incident (E_{MC}) en fonction de la direction (θ, Φ) de l'électron incident. Les électrons incidents sont de faible énergie (2 à 5 GeV) et proviennent d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ simulés.

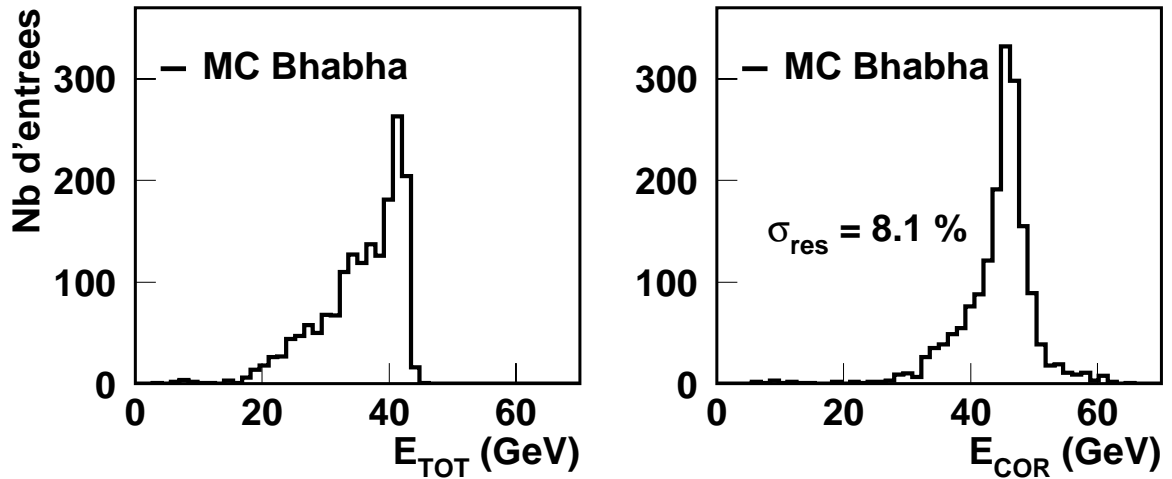


Figure III.16: Distribution de l'énergie totale sans correction et de l'énergie après correction pour des électrons d'événements "Bhabha" de 45 GeV. Dans ce cas, l'énergie dans le EGAP représente plus de 60 % de l'énergie totale. La résolution obtenue par ajustement d'une Gaussienne est de 8.1 %; la dispersion quadratique de la distribution normalisée à la valeur moyenne vaut 13 %.

du EGAP ne permet pas de reconnaître les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Il faut donc utiliser l'information des détecteurs environnants. Pour déterminer des critères de sélection nous avons mené une étude sur des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ Monte Carlo. Nous avons choisi ces événements pour plusieurs raisons:

- Les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ont une topologie très similaire aux "événements charginos" que l'on veut rechercher. Dans le cas d'une désintégration semi-leptonique (un des W se désintègre en lepton + neutrino et l'autre en quarks) on attend un lepton isolé plus un système hadronique. Dans le cas où le lepton est un électron, on peut recueillir une fraction des événements avec un électron dans le EGAP. On pourra ainsi donner une estimation de l'efficacité d'identification des électrons.

- Les désintégrations hadroniques des W^+W^- fournissent un environnement propice à une fausse identification des électrons dans le EGAP: par exemple l'association d'un photon ou d'un π^0 avec la trace d'un pion chargé peut être identifiée comme un électron. On pourra donc estimer la pureté en électrons pour ce processus.

La figure III.17 montre la distribution des "vrais électrons" et des "faux électrons" en fonction de l'énergie mesurée dans le EGAP ($E_{EGAP} > 2$ GeV) sans correction pour des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. La majorité des "faux électrons" provient des jets hadroniques et dépose peu d'énergie dans le EGAP. Pour éliminer une grande partie d'entre eux, on fait une coupure sur l'énergie de l'amas: $E_{EGAP} > 5$ GeV

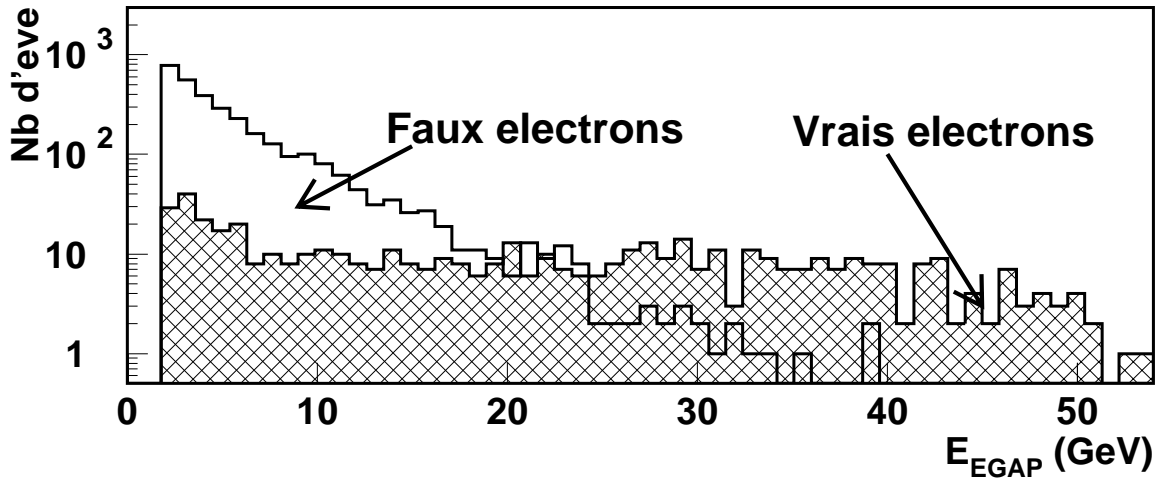


Figure III.17: Energie déposée dans le EGAP par des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. La majorité des faibles dépôts d'énergie ne correspond pas à un électron.

Un électron dans le EGAP est défini comme l'association d'un amas et la trace chargée la plus proche. La trace est extrapolée jusqu'à son entrée dans le calorimètre et on définit les deux quantités pour l'association (amas - trace): $\Delta\Phi = \Phi_{EGAP} - \Phi_e$ et $\Delta\theta = \theta_{EGAP} - \theta_{tr}$ où $(\theta_{EGAP}, \Phi_{EGAP})$ est la position de l'amas dans le EGAP et (θ_{tr}, Φ_e) est l'information TEC sur le point d'impact de la particule dans le calorimètre. Le θ_{tr} est suffisamment précis dans cette région car la trace traverse l'ensemble des fils de la TEC. La figure III.18 montre la

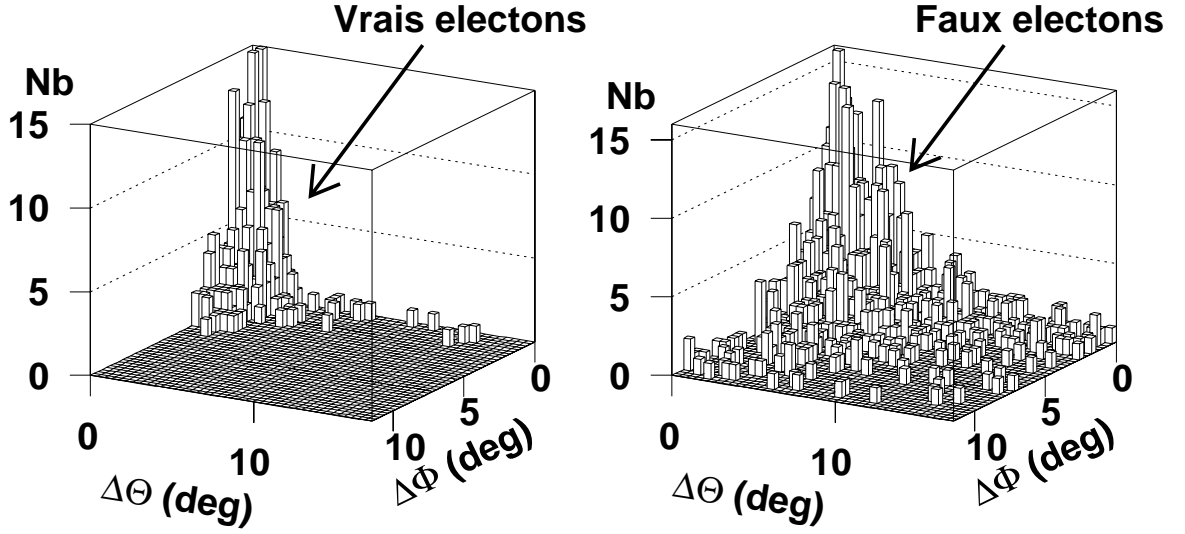


Figure III.18: Nombre de "vrais électrons" et de "faux électrons" en fonction de $\Delta\theta$ et $\Delta\Phi$.

distribution du nombre de "vrais électrons" et du nombre de "faux électrons" en fonction de $\Delta\theta$ et $\Delta\Phi$.

Ensuite on définit la fraction F_{em} d'énergie électromagnétique dans un cône de 20° d'angle d'ouverture autour de l'amas dans le EGAP.

$$F_{em} = \frac{E_{EGAP} + E_{BGO}^{20^\circ}}{E_{EGAP} + E_{BGO}^{20^\circ} + E_{HCAL}^{20^\circ}} \quad (\text{III.9})$$

Cette variable, qui correspond à un critère d'électromagnéticité très simple, doit être piquée sur 1 pour les électrons et photons. La figure III.19 a) montre la distribution obtenue pour les "vrais" et les "faux" électrons. La plupart des faux électrons sont contenus dans les jets de particules issus de la fragmentation des quarks; on utilise la variable F_{em} pour rejeter les jets hadroniques. Finalement, on utilise deux autres variables: Le nombre de traces chargées $N_{tr}^{20^\circ}$ et le nombre d'amas $N_{am}^{20^\circ}$ (BGO, HCAL et EGAP) contenus dans 20° autour du candidat électron (l'amas et la trace qui définissent l'électron ne sont pas pris en compte dans ces variables). La distribution de $N_{tr}^{20^\circ}$ est montrée sur la figure III.19 b). Nous recherchons principalement les électrons provenant de la désintégration d'un des W : cet électron devrait être isolé et nous voyons sur la figure que $N_{tr}^{20^\circ}$ est centré sur 0.

Le résumé de toutes les coupures utilisées est indiqué dans le tableau III.4.

Cet ensemble de coupures permet de sélectionner des candidats électrons dans les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, dont le spectre en énergie est indiqué sur la figure III.20. La sélection conduit à une pureté de 95 % sur ce type d'événements. On peut noter que les coupures d'isolation F_{em} et $N_{tr}^{20^\circ}$ sont très puissantes mais elles restreignent l'identification des électrons dans le EGAP à un certain type d'événement. Afin de s'assurer que la sélection rejette les mauvais électrons pour les événements purement hadroniques, nous avons utilisé des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$. Sur 164940 événements hadroniques analysés, 23 candidats électrons ont passé les coupures précédentes, ce qui conduit à une section efficace restante

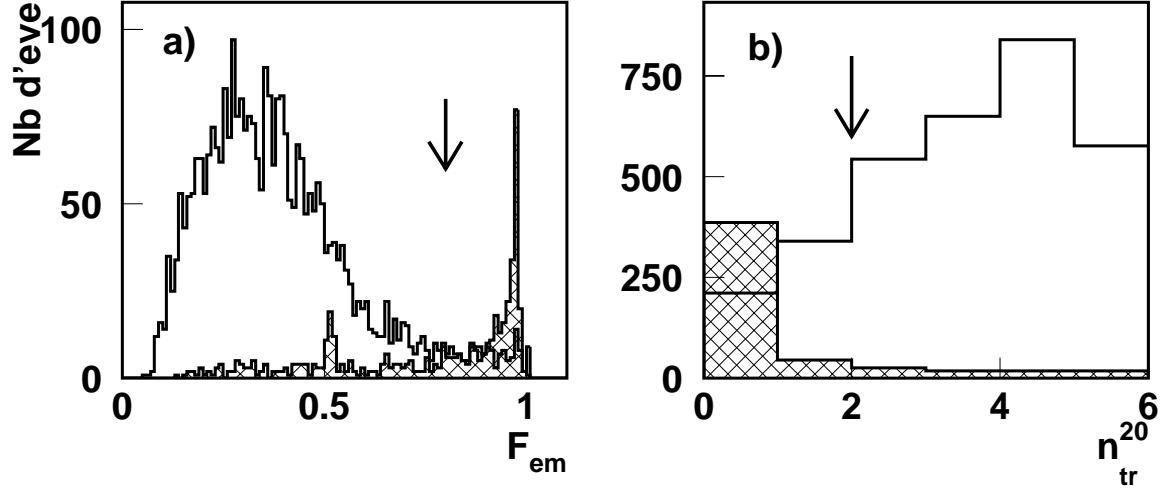


Figure III.19: La figure a) représente la distribution de la variable F_{em} pour les "vrais électrons" (histogramme hachuré) et les "faux électrons" (histogramme blanc). La figure b) représente la distribution du nombre de traces chargées contenues dans un cône de 20° autour du candidat électron. Les flèches matérialisent les coupures utilisées.

E_{EGAP} (GeV)	> 5
$\Delta\Phi$ (deg)	$< 4^\circ$
$\Delta\theta$ (deg)	$< 3.7^\circ$
F_{em}	> 0.8
$N_{tr}^{20^\circ}$	≤ 1
$N_{am}^{20^\circ}$	≤ 5

Tableau III.4: Coupures utilisées pour sélectionner les électrons dans le EGAP.

de $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma); 1 e^\pm \text{ dans le EGAP}) = 17 \text{ fb}$. Parmi ces candidats, 2 sont des vrais électrons, 20 sont des photons associés à une trace de pion chargé π^\pm et 1 est un π^0 associé à une trace de π^\pm (les π^0 se désintègrent en 2 photons; dans le détecteur, ces photons sont souvent indiscernables car très proche l'un de l'autre).

Nous avons défini l'efficacité d'identification des électrons comme le rapport du nombre d'électrons sélectionnés dans le EGAP au nombre réel d'électrons émis dans la direction où le EGAP est sensible, c'est-à-dire émis avec un θ tel que $37.2^\circ < \theta < 42^\circ$ ou $138^\circ < \theta < 142.8^\circ$. Pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, cette efficacité vaut 48 %.

Les régions angulaires choisies en θ proviennent de l'étude qui suit. L'efficacité d'identification a été mesurée en fonction de θ avec des événements "Bhabha" Monte Carlo (électrons de 86 GeV). Les résultats obtenus sont indiqués sur la figure III.21. La courbe (1) est l'efficacité obtenue pour la sélection qui vient d'être décrite, la courbe (2) est obtenue à partir d'une sélection basée sur les mêmes variables avec des coupures moins dures, utilisables par exemple pour sélectionner des événements Bhabha dans le EGAP. Cette sélection est donnée dans le tableau III.5.

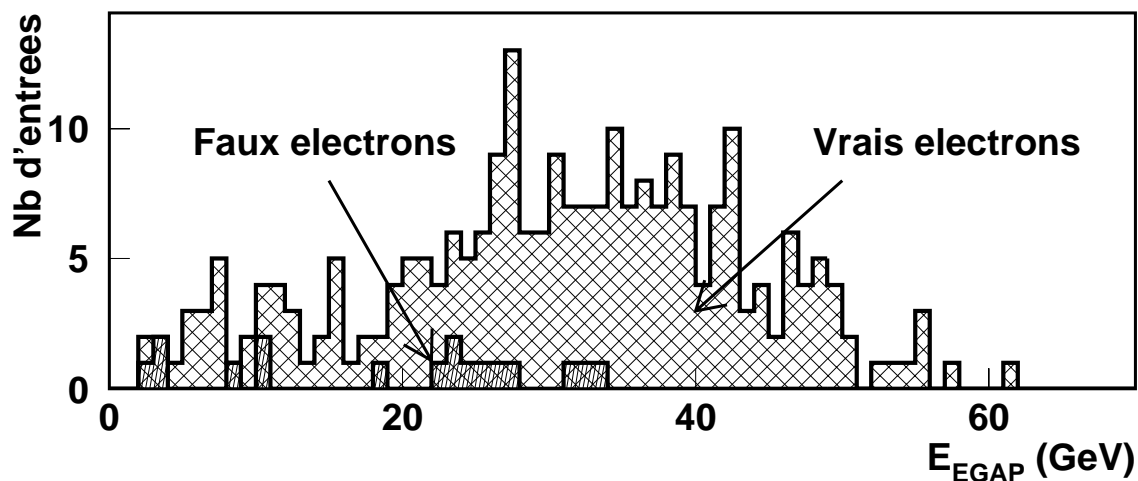


Figure III.20: Distribution de l'énergie dans le EGAP après avoir appliqué l'ensemble des coupures.

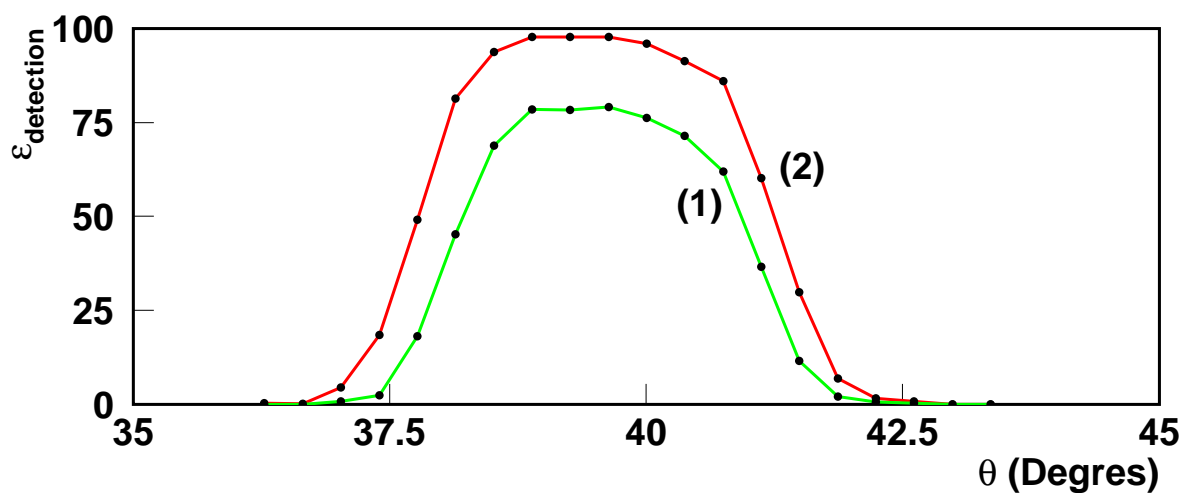


Figure III.21: Efficacité de détection d'un électron dans le EGAP pour la sélection décrite précédemment (1) et pour une sélection moins dure (2).

h

E_{EGAP} (GeV)	> 5
$\Delta\Phi$ (deg)	$< 5.2^\circ$
$\Delta\theta$ (deg)	$< 4^\circ$
F_{em}	> 0.3
$N_{tr}^{20^\circ}$	≤ 1
$N_{am}^{20^\circ}$	≤ 6

Tableau III.5: Coupures moins strictes pour sélectionner des électrons provenant du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ dans le EGAP.

On voit sur la figure III.21 que dans la région centrale du EGAP l'efficacité atteint 75 % pour la sélection (1) et presque 100 % pour la sélection (2), elle se dégrade ensuite lorsqu'on se déplace vers les bords.

III.5.4 La reconstruction des muons

Les muons traversent tous les sous-détecteurs sans être stoppés par les calorimètres. Ils déposent une faible énergie d'ionisation dans les calorimètres, environ 3 GeV dans le calorimètre hadronique et 240 MeV dans le calorimètre électromagnétique, et laissent une trace dans la TEC et dans les chambres à muons. Ils sont aussi détectés par les scintillateurs situés entre le calorimètre hadronique et le calorimètre électromagnétique. Les muons sont sélectionnés dans la partie centrale des chambres à muons ($44^\circ < \theta < 136^\circ$) s'ils ont touché au moins 2 chambres P et 1 chambre Z. En dessous de 44° , un muon peut traverser au plus 2 chambres P et une chambre Z de la partie centrale, mais il peut atteindre les chambres avant et arrière ($24^\circ < \theta < 156^\circ$); on peut reconstruire un muon pour $\theta < 44^\circ$ ou $\theta > 136^\circ$ si au moins 1 chambre Z est touchée (MI) et si au moins 2 chambres sont touchées parmi la partie centrale (chambres MI ou MM) et la partie avant-arrière. Les dépôts d'énergie dans les calorimètres et, les traces déposées dans les chambres à muons et dans la TEC sont associés grâce à des critères de proximité: on demande que l'association de la trace TEC et de la trace extrapolée des chambres à muons soit meilleure que 1.1° dans le plan transverse. La résolution sur cette association est meilleure que 0.1° .

Le détecteur est soumis lors de la prise de données à un flux de muons cosmiques important. Il arrive que certains muons cosmiques traversent le détecteur au moment même où on enregistre un événement produit par collision e^+e^- ; afin de rejeter les muons cosmiques, on impose une contrainte sur la distance minimale d'approche du muon au centre d'interaction (DCA). La figure III.22 a) montre la résolution σ_{DCA}^{xy} sur le DCA projeté dans le plan transverse en fonction de l'énergie E_μ du muon reconstruit. Cette résolution varie avec l'énergie et la direction du muon reconstruit. La figure III.22 b) montre la distribution du rapport entre le DCA dans le plan transverse et la résolution sur cette valeur. Cette distribution est indépendante de l'énergie et de la position du muon; on décide donc d'imposer une coupure sur cette distribution matérialisée par une flèche: $DCA_{xy} < 2\sigma_{DCA}^{xy}$.

Pour les muons de faible énergie, la coupure imposée est peu contraignante à cause de la grande valeur de σ_{DCA}^{xy} . On impose donc des coupures supplémentaires sur le DCA dans le plan transverse DCA_{xy} et dans le plan longitudinal DCA_z :

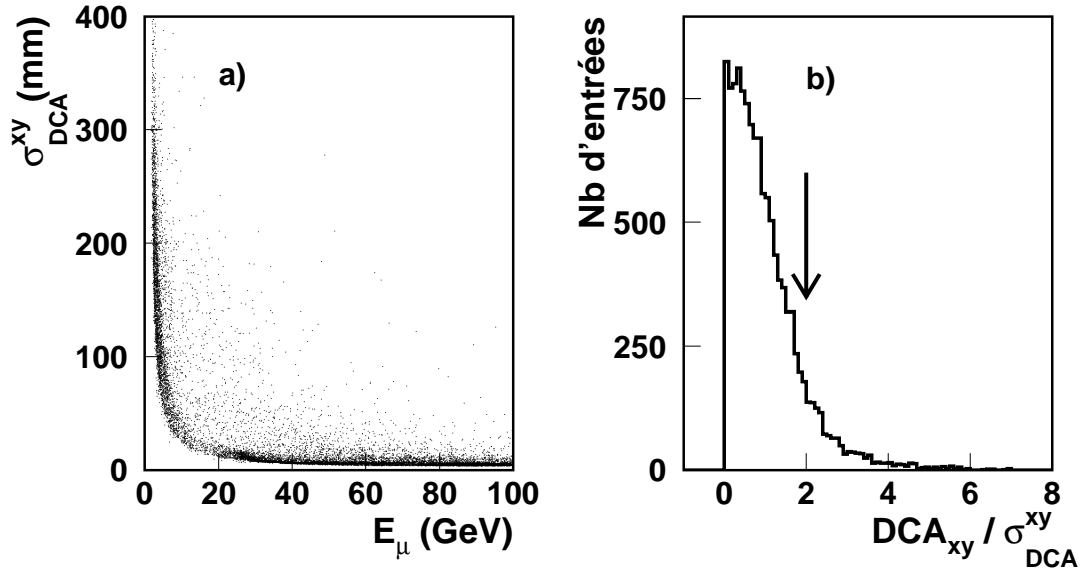


Figure III.22: La figure a) représente la résolution sur le DCA dans le plan transverse en fonction de l'énergie du muon reconstruit. La figure b) montre la distribution du DCA des muons mesurés dans le plan transverse en nombre de σ_{DCA}^{xy} .

- $DCA_{xy} \leq 250 \text{ mm}$
- $DCA_z \leq 280 \text{ mm}$

La résolution sur le DCA étant moins bonne dans le plan longitudinale que dans le plan transverse, la coupure sur DCA_z est plus lâche que celle sur DCA_{xy} .

Remarque : pour que le muon atteigne les chambre à muons et soit détectable, son énergie doit au moins être égale à l'énergie perdue par ionisation dans les calorimètres; en conséquence, on ne détecte que les muons dont l'énergie est supérieure à environ 3 GeV.

III.5.5 La reconstruction des jets

Après avoir donné les critères d'identification des leptons, nous allons discuter la reconstruction des événements hadroniques et des jets.

La reconstruction des "particules"

Les jets de particules sont constitués de leptons et de hadrons stables. Les particules finales visibles dans le détecteur sont de type électromagnétique (photons, électrons), hadroniques (pions, kaons, ...) ou muonique. La première étape de la reconstruction des jets est le regroupement local des dépôts d'énergie et des traces chargées grâce à des critères de proximité angulaire. Les regroupements ainsi effectués sont assimilés aux particules constituant les jets. Les "particules" ainsi reconstruites ont 3 composantes: éventuellement une trace chargée, un amas d'énergie dans le BGO ou (et) dans le EGAP et éventuellement un amas d'énergie dans le calorimètre hadronique. L'énergie de la particule est la somme des énergies mesurées dans les calorimètres et dans la TEC, pondérée par des coefficients (facteurs G): pour les calorimètres, la géométrie du détecteur varie en fonction de l'angle polaire; on définit alors 5 régions en θ pour lesquelles on assigne des facteurs G différents pour le BGO (EGAP) et pour le HCAL (fig.III.23). On peut donc mesurer l'énergie des particules grâce à la somme pondérée suivante:

$$E_{part} = \sum_{i=1}^{10} G_i E_i + G_{11} P_{tr} \quad (\text{III.10})$$

les facteurs G_i ($i = 1, 10$), pondèrent l'énergie mesurée dans les calorimètres et le facteur G_{11} pondère l'impulsion mesurée dans la TEC. E_i est l'énergie des amas dans chaque région des calorimètres et P_{tr} est l'impulsion de la trace éventuellement associée. L'énergie totale de l'événement est donnée par:

$$E_{tot} = \sum_{particules} E_{part} + \sum_{\mu} |P_{\mu}| \quad (\text{III.11})$$

P_{μ} est l'impulsion des muons qui ont été identifiés. Les facteurs G sont ajustés sur des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ produits à $\sqrt{s} = M_Z$, en minimisant la résolution sur l'énergie totale:

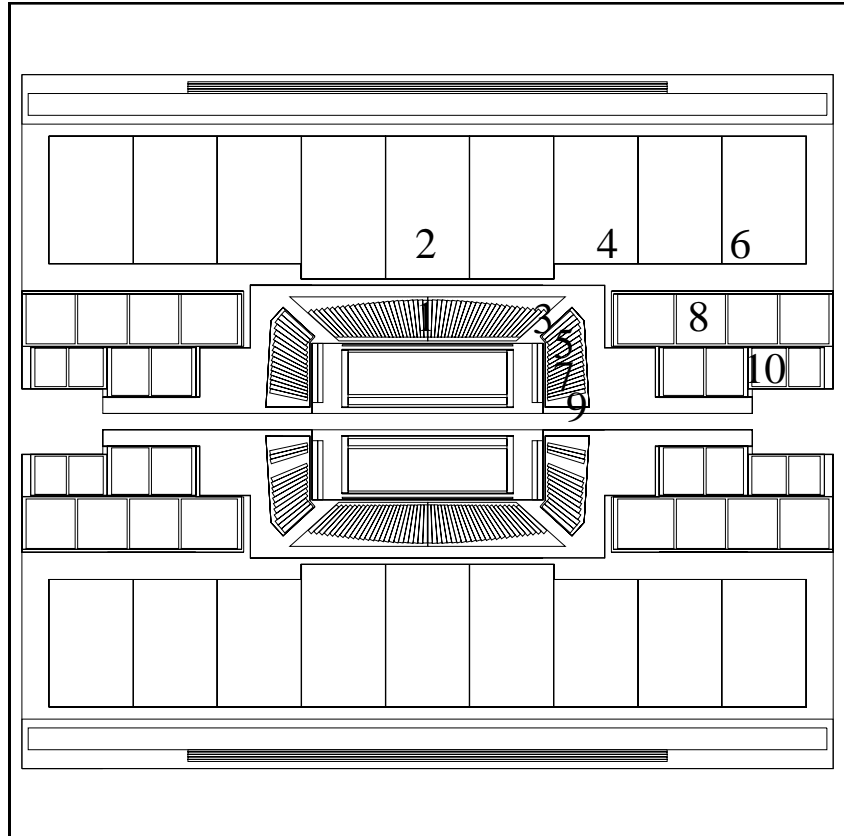


Figure III.23: Les différentes régions calorimétriques du détecteur. Les régions 1, 5, 7, 9 correspondent au BGO, les régions 2, 4, 6, 8, 10 correspondent au HCAL et la région 3 au EGAP.

on obtient une résolution $\sigma_E/E = 9.7\%$. Après réajustement des facteurs G, avec les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV, on obtient une résolution identique.

Remarque : La résolution en énergie ci-dessus est obtenue en utilisant l'information du EGAP. Si on effectue l'ajustement des facteurs G sans tenir compte du EGAP, on obtient une résolution en énergie légèrement dégradée: sur les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ des données à $\sqrt{s} = 183$ GeV cette résolution sans le EGAP vaut 10.3%.

Les jets: ensemble de "particules"

L'énergie et la direction des jets donnent une indication sur la cinématique des quarks (gluons) qui leur ont donné naissance. Pour reconstruire les jets dans le détecteur, on utilise un algorithme qui regroupe les particules reconstruites deux à deux grâce à des critères de proximité et d'énergie. L'algorithme Durham [17] utilise la variable de résolution de jet Y_{ij} suivante:

$$Y_{ij} = 2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})/s \quad (\text{III.12})$$

Tout d'abord, Y_{ij} est calculé pour chaque paire de particules i et j d'énergie respective E_i et E_j faisant un angle θ_{ij} . Les particules qui ont la plus faible valeur de Y_{ij} sont associées pour former une pseudo-particule k d'énergie-impulsion $P_k = P_i + P_j$. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que toutes les paires d'objets (particules et pseudo-particules) obéissent au critère suivant:

$$Y_{ij} > Y_{cut} \quad (\text{III.13})$$

Si Y_{cut} est une valeur initialement choisie, l'algorithme s'arrête avec la condition (III.13) et les n objets ainsi formés sont appelés jets. Si on fixe la valeur de Y_{cut} , le nombre de jets par événement est variable. On peut néanmoins imposer à l'algorithme le même nombre de jets (n) pour tous les événements et calculer pour chacun d'entre eux la valeur minimale de Y_{kl} ($k = 1, \dots, n$; $l = 1, \dots, n$; $k \neq l$) parmi les n jets restants lorsque l'algorithme a convergé. Dans la suite nous appellerons Y_n cette valeur: $Y_n = \min_{i,j,i \neq j}(Y_{ij})$ pour n fixé; pour chaque événement, Y_n est la valeur de Y_{cut} qui fait passer de $n - 1$ à n jets.

Remarques :

1) Les leptons (e^\pm , μ^\pm) et les photons identifiés auparavant sont naturellement inclus dans l'algorithme de reconstruction de jets; on a cependant la liberté de les exclure de l'algorithme afin de reconstruire uniquement les jets issus des quarks.

2) Un lepton (ou photon) isolé peut constituer à lui seul un jet.

III.5.6 Les variables cinématiques utilisées dans l'analyse

Les événements supersymétriques que nous recherchons dans cette analyse sont constitués d'une part, d'un état final purement hadronique avec de l'énergie manquante et d'autre part d'un système hadronique accompagné d'au moins un lepton avec de l'énergie manquante. Afin d'exploiter les caractéristiques qui différencient les événements recherchés des événements de fond standard, nous allons définir des variables cinématiques. Le pouvoir de rejection du fond par rapport au signal de ces variables sera expliqué dans les paragraphes dédiés à la description des présélections et des sélections.

Variables globales

- E_{vis} : énergie visible mesurée dans les calorimètres BGO, EGAP et HCAL, dans la TEC et dans les chambres à muons.
- \mathcal{P} : impulsion manquante. $\mathcal{P} = -\mathbf{P}$, où \mathbf{P} est la somme des impulsions des "particules" de l'événement mesurées dans les calorimètres BGO, EGAP et HCAL, dans la TEC et les chambres à muons.
- \mathcal{P}_T : projection sur le plan transverse de l'impulsion manquante.
- \mathcal{P}_L : projection sur l'axe Z de l'impulsion manquante.
- $\sin \theta$: sinus de la direction θ de l'impulsion manquante \mathcal{P} .
- $E_T = \frac{\mathcal{P}_T}{E_{vis}}$: rapport de l'énergie transverse et de l'énergie visible (cette variable sera appelée par la suite "énergie transverse" par abus de langage).
- $M_{vis} = \sqrt{E_{vis}^2 - \mathbf{P}^2}$: masse visible de l'événement.
- E_{lumi} : énergie mesurée dans les compteurs de luminosité.
- E_{alr} : énergie mesurée dans les ALR.
- $\mathcal{E} = \sqrt{s} - E_{vis} - E_{lumi} - E_{alr}$: énergie manquante.
- $F_{8,10} = \frac{E_{lumi} + E_{alr}}{E_{lumi} + E_{alr} + E_{vis}}$: rapport de l'énergie déposée dans les LUMI et les ALR et de l'énergie visible totale incluant les LUMI et les ALR.
- F_{30° : rapport de l'énergie déposée dans un cône de 30° autour du tube faisceau et de l'énergie visible totale incluant les LUMI et les ALR.
- $T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_i|}{\sum_i |\mathbf{P}_i|}$: "poussée" de l'événement [4]. \mathbf{P}_i représente l'impulsion des particules dans l'événement. La direction de la "poussée" est définie par le vecteur \mathbf{n} pour lequel T est maximum. Les valeurs permises pour T sont comprises entre 1/2 et 1; $T \simeq 1$ correspond à un événement avec 2 jets fins dos à dos. $T \simeq 1/2$ correspond à un événement isotrope (événement sphérique avec des jets très ouverts).
- N_{tr} : nombre de traces chargées dans l'événement, mesurées avec la TEC.
- N_{am} : nombre d'amas d'énergie dans les calorimètres BGO, HCAL et EGAP.

Variables liées à la reconstruction de 2 jets

L'algorithme de reconstruction des jets permet de forcer un événement en 2 jets (incluant les leptons et les photons). La direction des 2 jets permet de définir les angles d'acolinéarité θ_{acol} et d'acoplanarité θ_{acop} :

- θ_{acol} : Supplémentaire de l'angle dans l'espace entre les 2 jets reconstruits.
- θ_{acop} : Supplémentaire de l'angle entre les projections des 2 jets dans le plan transverse.

On définit la largeur des jets W_i ($i = 1, 2$) comme le rapport entre la somme des impulsions transverses P_T des "particules" constituantes par rapport à la direction du jet et l'énergie totale du jet E_{jet}^i ($i = 1, 2$):

- $W_i = \frac{\sum P_T}{E_{jet}^i}$, ($i = 1, 2$). Par définition, le jet le plus large est celui qui a la plus grande valeur de W ; on choisit $W_1 \leq W_2$.

Variables liées à la reconstruction de 3 jets

Après avoir forcé les événements en trois jets, on définit la variable θ_{123} [18] comme la somme des angles dans l'espace entre les jets 1 et 2 (θ_{12}), 2 et 3 (θ_{23}) et, 3 et 1 (θ_{31}).

- $\theta_{123} = \theta_{12} + \theta_{23} + \theta_{31}$

Variable liée à la reconstruction de 4 jets

L'événement est forcé en 4 jets, lorsque cela est permis (au moins 4 particules dans l'événement). On utilisera dans la suite la variable Y_4 , définie précédemment.

- Y_4 : valeur de Y_{cut} qui fait passer de 3 à 4 jets.

Variable liée à la reconstruction de 2 jets en supprimant le lepton le plus énergétique.

Après avoir identifié le plus énergétique des leptons de l'événement, on définit la masse hadronique M_{had} de la même manière que M_{vis} mais en supprimant le lepton le plus énergétique de la liste des particules.

III.6 Les présélections des événements charginos et neutralinos

Après avoir identifié les leptons et les jets dans le détecteur nous avons tous les éléments en main pour sélectionner les événements charginos dans les canaux $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow q \bar{q}' q'' \bar{q}''' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, conduisant aux topologies $l^\pm + 2 \text{ jets} + \cancel{E}$ et $4 \text{ jets} + \cancel{E}$, et les événements neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, conduisant à la topologie $2 \text{ jets} + \cancel{E}$. En première approximation, on peut diviser le type des événements recherchés en deux classes: les événements semi-leptoniques (1 lepton au moins dans l'événement) et les événements purement hadroniques (pas de lepton isolé dans l'événement).

Définition du lepton isolé dans les événements

Dans les événements du type $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$, la désintégration d'un chargino peut conduire à un lepton isolé. Ce lepton peut être un électron, un muon ou un tau, cependant nous n'avons pas pris en compte la recherche directe de leptons tau dans l'événement; dans la suite, nous désignerons par leptons les seuls électrons et muons sauf mention contraire. On définit le lepton isolé d'un événement comme le plus énergétique des leptons qui passe les coupures suivantes:

- L'énergie calorimétrique contenue dans un cône de 20° autour de la direction du lepton doit être inférieure à 2 GeV.
- Aucune trace chargée ne doit être contenue dans un cône de 20° autour du lepton.

Remarque: un signal de neutralino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q} \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ peut conduire à deux leptons isolés provenant d'un des $\tilde{\chi}_2^0$. La différence essentielle, par rapport aux charginos, est la présence d'un lepton supplémentaire (lorsqu'il est identifié). Afin de conserver une sensibilité à ce type d'événements, nous acceptons la présence d'un ou de deux leptons isolés dans l'événement.

Les électrons doivent avoir en outre une énergie plus grande que 1 GeV, cette coupure sera réajustée au niveau de la sélection finale. Les muons doivent avoir en moyenne une énergie plus grande que 3 GeV pour atteindre les chambres à muons; dans un premier temps, on n'applique donc pas de coupure minimale sur l'énergie des muons.

La partie inférieure des figures III.24 a) et b) montre les distributions de la masse visible des événements standards simulés à $\sqrt{s} = 183$ GeV, qui contiennent un lepton isolé (figure a)) et qui n'en contiennent pas (figure b)). Les parties supérieures des figures III.24 a) et b) montrent les distributions pour un signal de chargino dont l'état final est respectivement semi-leptonique et purement hadronique; les différents histogrammes montrent l'étalement des distributions pour différentes valeurs de ΔM . Nous rappelons que ΔM est la différence de masse entre la particule SUSY produite ($\tilde{\chi}_1^+$ ou $\tilde{\chi}_2^0$) et la LSP ($\tilde{\chi}_1^0$). En moyenne, la masse visible des événements augmente lorsque ΔM augmente. Dans le cas a), la quantité de fond est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport au cas b). Le rôle de la sélection sera d'obtenir une sensibilité maximum aux événements SUSY recherchés pour chaque couple de masse ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0$) pour les charginos et ($\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0$) pour les neutralinos.

Afin de réduire la grande quantité d'événements de données ou Monte Carlo à analyser, nous allons appliquer une présélection qui a peu d'influence sur le signal et qui réduit de 1 à 2 ordres de grandeur le nombre total d'événements de fonds attendu. En première approximation, les caractéristiques des événements supersymétriques recherchés varient peu lorsque \sqrt{s} augmente; c'est pourquoi nous utiliserons les mêmes présélections pour les analyses des événements à 161, 172 et 183 GeV. La séparation précédente de l'échantillon des événements en deux parties sera le point de départ de la présélection semi-leptonique d'une part et de la présélection hadronique d'autre part.

III.6.1 La présélection semi-leptonique

Parmi les événements standards contenant au moins un lepton isolé, beaucoup ont une faible multiplicité (faible nombre de traces et faible nombre d'amas calorimétriques): c'est

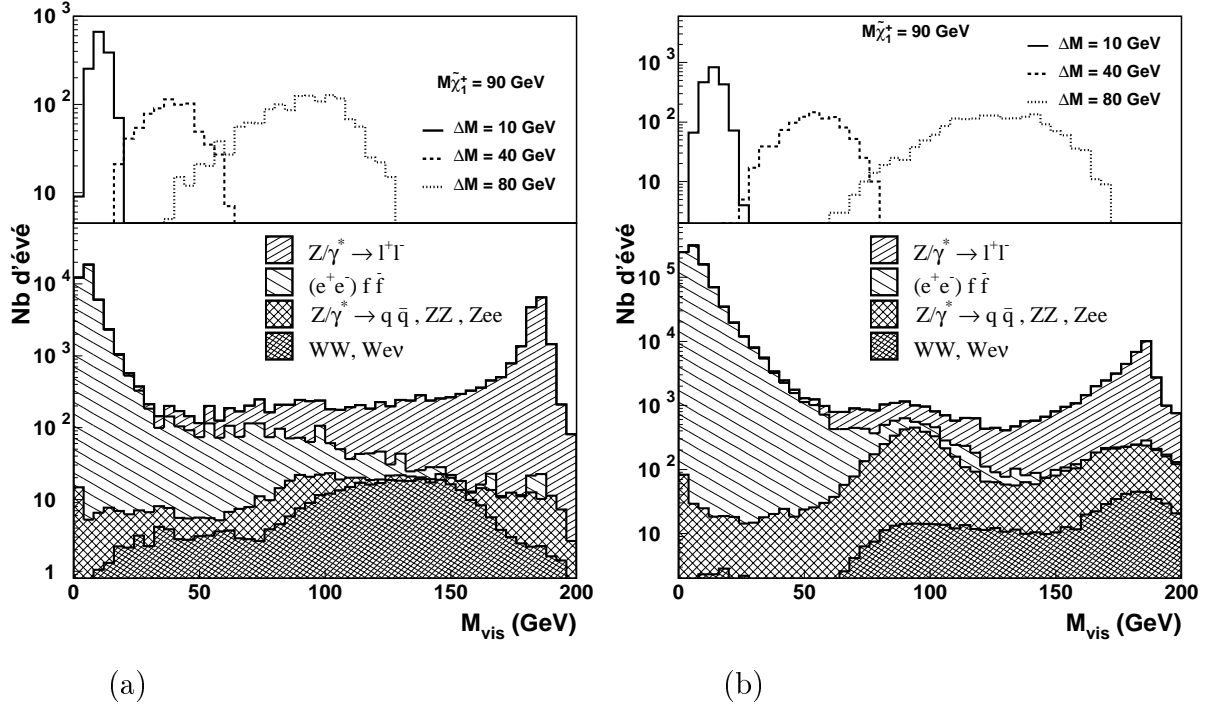


Figure III.24: Les figures montrent la distribution en masse visible des événements qui contiennent au moins un lepton isolé (fig. a) et des événements qui n'en contiennent pas (fig. b). Les figures a) et b) sont constituées de deux parties: la partie supérieure montre les distributions pour un signal de chargino généré à $\sqrt{s} = 183$ GeV avec $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 90$ GeV et pour plusieurs ΔM ; la partie inférieure montre la distribution des événements standards. Les histogrammes hachurés contiennent plusieurs types d'événements: on désigne par " $(e^+e^-)f\bar{f}$ " les "interactions $\gamma\gamma$ " $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$ où $f\bar{f}$ représente une production de leptons (e, μ, τ) ou de hadrons; " $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$ " correspond aux événements $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$ où les leptons produits sont des électrons, des muons ou des taus; " $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ " représente les événements $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$; les événements $e^+e^- \rightarrow ZZ, e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-, e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$ sont représentés respectivement par les symboles ZZ, Zee, WW et Wew . Pour ces quatre types d'événements, les bosons Z et W^\pm peuvent être réels ou virtuels et ils se désintègrent ensuite en une paire de leptons (on inclut les neutrinos dans les leptons) ou une paire de quarks suivant leurs rapports d'embranchements respectifs. Ces définitions seront utilisées dans les figures suivantes obtenues à partir des données où des simulations Monte Carlo. Pour tous les fonds standards, le nombre d'événements (axe y) correspond à ce qu'on attend dans les données pour une luminosité de 55.5 pb. Pour le signal, la normalisation est arbitraire, elle ne tient compte ni de la luminosité totale ni de la section efficace de production.

le cas des événements $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)l^+l^-$, et de manière générale, de tous les événements avec un état final purement leptonique. Pour rejeter une grande partie de ces événements, on applique une coupure sur le nombre total de traces chargées N_{tr} et sur le nombre total d'amas calorimétriques N_{am} :

$$N_{tr} \geq 3 \quad N_{am} \geq 3$$

La section efficace des interactions $\gamma\gamma$ varie fortement avec la masse invariante des 2 photons, $M_{\gamma\gamma}$; de plus, cette section efficace est très grande et on observe beaucoup d'événements de ce type dans les données. Pour reproduire ce qui est observé, on doit simuler au moins autant d'interactions $\gamma\gamma$. Pour limiter le nombre d'événements à simuler on applique une coupure sur $M_{\gamma\gamma}$ au niveau générateur: par exemple à $\sqrt{s} = 183$ GeV, la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$, généré avec le Monte Carlo PHOJET, vaut 15300 pb avec la coupure $M_{\gamma\gamma} \geq 3$ GeV. Deux millions d'événements ont été simulés alors qu'on attend environ 850000 événements dans les données avec une luminosité intégrée de 55.5 pb⁻¹. Afin de minimiser les effets de la coupure sur $M_{\gamma\gamma}$ au niveau générateur, on applique une coupure sur la masse invariante reconstruite M_{vis} qui serait égale à $M_{\gamma\gamma}$ dans le cas d'un détecteur parfait.

$$M_{vis} \geq 5 \text{ GeV}$$

Dans les interactions $\gamma\gamma$, un des électrons incidents peut être diffusé dans le détecteur après avoir émis son photon (l'angle de diffusion est souvent très faible) et être détecté dans les calorimètres LUMI et ALR. Afin de supprimer ce type d'événements, on impose les coupures suivantes:

$$E_{lumi} \leq 6 \text{ GeV} \quad E_{alr} \leq 6 \text{ GeV} \quad F_{8.1^\circ} \leq 0.5$$

Ces coupures ne pénalisent pas le signal puisque les leptons isolés ne sont pas identifiés dans ces calorimètres (trop bas angle). Les coupures sur E_{lumi} et E_{alr} ne sont pas abaissées en dessous de 6 GeV pour accepter la possibilité de bruit dans ces calorimètres; Ces valeurs ont été obtenues en observant les distributions des événements des données non physiques (interactions faisceaux-gaz) dans lesquels on attend une énergie faible dans les LUMI et les ALR.

La figure III.25 montre une comparaison entre les événements des données à 183 GeV et les événements produits par une simulation Monte Carlo. Le nombre d'événements a considérablement diminué grâce à cette présélection. Après la présélection, l'efficacité sur un signal de chargino est montrée sur la figure III.26. La plus forte contribution à la perte d'efficacité est la sélection d'un lepton isolé. Les coupures nécessaires pour diminuer le nombre d'événements $\gamma\gamma$ font chuter l'efficacité du signal pour les faibles valeurs de ΔM . On remarque en outre que cette efficacité dépend peu de la masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ du chargino produit.

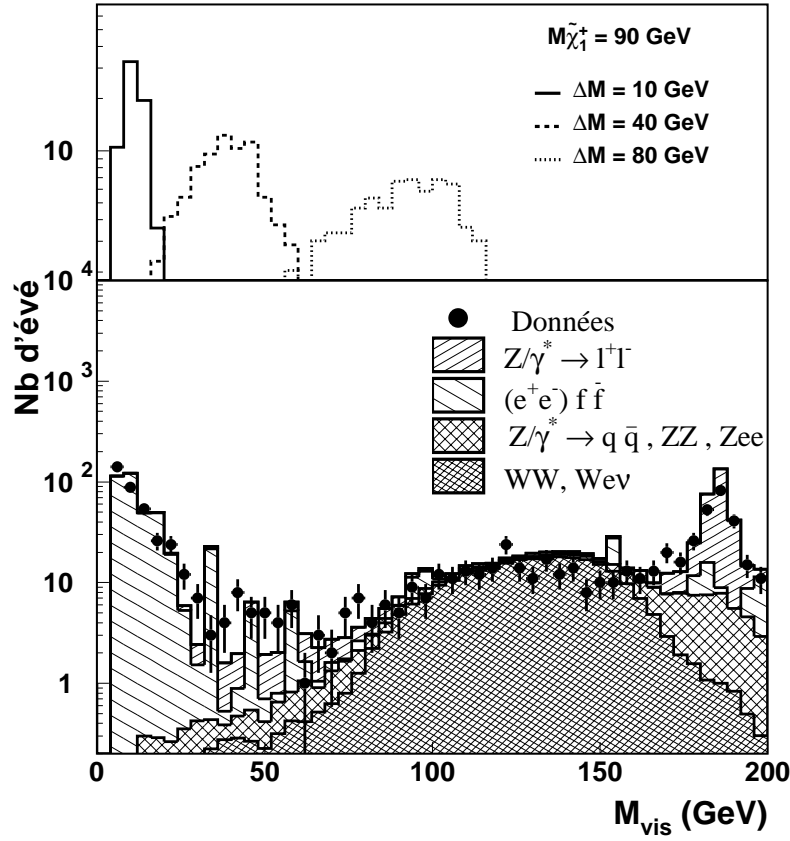


Figure III.25: La partie inférieure montre la distribution de la masse visible après la présélection semi-leptonique. Les principaux fonds standards sont indiqués; les données présélectionnées de 183 GeV sont surimposées sur la figure. La partie supérieure montre les distributions en masse visible pour un signal de chargino avec une normalisation arbitraire.

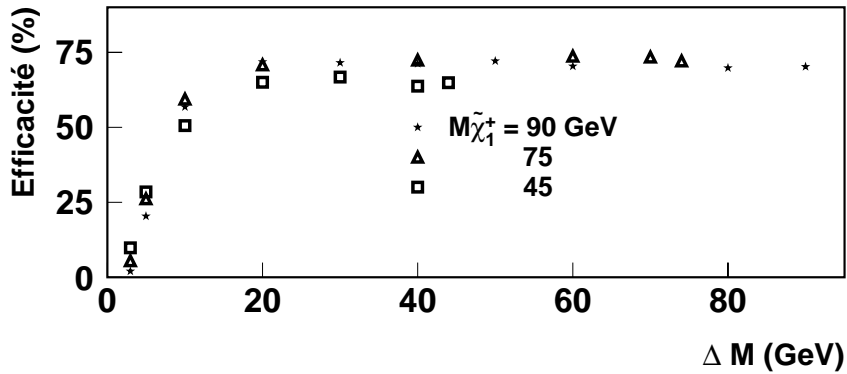


Figure III.26: Efficacité de la présélection semi-leptonique sur un signal semi-leptonique de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu q \bar{q}'$ ($l^\pm = e^\pm$ ou μ^\pm) généré à 183 GeV en fonction de ΔM . Cette efficacité est quasiment indépendante de la masse du chargino.

III.6.2 Présélection hadronique

Les événements charginos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 q'' \bar{q}'''$ et neutralinos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$ conduisent à un état final purement hadronique avec de l'énergie manquante. Les topologies de l'état final sont différentes pour les charginos et neutralinos (le nombre de jets est différent en moyenne) mais cette présélection sur des critères simples et globaux n'utilise que la propriété d'énergie manquante.

- Par opposition au canal semi-leptonique, on demande que l'événement ne contienne pas de lepton isolé.

Afin de réduire le nombre des interactions $\gamma\gamma$, on applique les mêmes coupures que pour la présélection semi-leptonique:

- $E_{lumi} \leq 6 \text{ GeV}$
- $E_{alr} \leq 6 \text{ GeV}$
- $F_{8.1^\circ} \leq 0.5$
- $N_{Tracks} \geq 3$
- $N_{am} \geq 3$
- $M_{vis} \geq 5 \text{ GeV}$

Les coupures précédentes sont peu contraignantes sur le fond standard. Afin de supprimer davantage les événements $\gamma\gamma$ avec un état final hadronique, qui est la source principale de fond lorsque l'énergie visible est faible, on impose des coupures supplémentaires. Dans les événements $\gamma\gamma$, les électrons et positons diffusés à très petit angle ne sortent pas du tube faisceau, ils emportent une faible impulsion transverse qui est l'opposée de l'impulsion transverse du système $\gamma\gamma$ (conservation de l'énergie-impulsion). L'état final visible dans le détecteur, issu du système $\gamma\gamma$, a donc un spectre en impulsion transverse centré sur les faibles valeurs comme le montre la figure III.27 a). La figure b) montre la distribution du sinus de la direction de l'impulsion manquante, $\sin(\theta)$; une grande partie des événements ont une impulsion manquante dirigée vers l'avant ou l'arrière du détecteur ce qui témoigne d'une grande impulsion longitudinale du système $\gamma\gamma$. Les figures c) et d) montrent les mêmes distributions pour un signal typique de chargino à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$: $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90 \text{ GeV}$ et $\Delta M = 20 \text{ GeV}$.

Les coupures utilisées sont indiquées par des flèches sur la figure III.27, les valeurs sont:

- $P_T \geq 2 \text{ GeV}$
- $\sin(\theta) \geq 0.174$

Les coupures que nous avons appliquées jusqu'à maintenant, sont assez efficaces pour réduire le nombre d'événements $\gamma\gamma$ et d'événements à faible multiplicité, elles ont eu cependant peu d'influence sur les événements du type $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Ce dernier bruit de fond est dangereux pour notre recherche à grand ΔM car les topologies des événements W^+W^- sont semblables à celles des événements charginos et neutralinos; de plus, à 183 GeV, la section efficace de production des paires de W est au moins un ordre de grandeur plus forte que celle des événements recherchés. Normalement, les

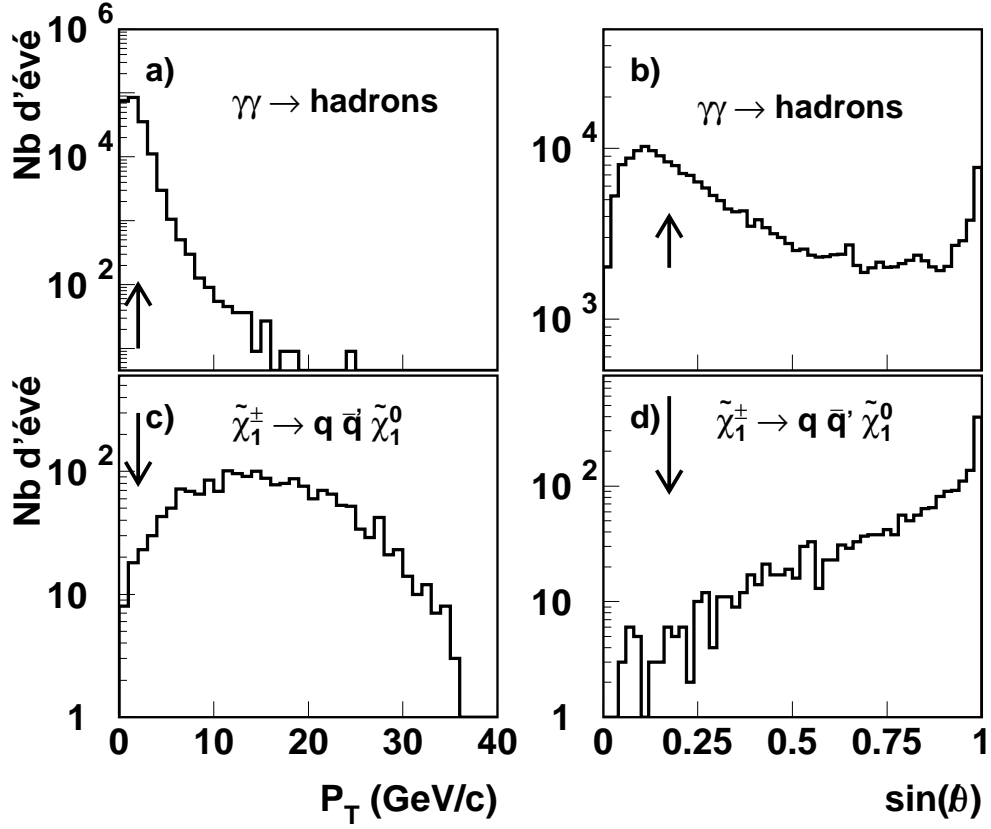


Figure III.27: Les figures a) et b) montrent la distribution en impulsion transverse P_T et la distribution de $\sin \theta$ pour les événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$. Les figures c) et d) montrent les distributions des mêmes variables pour un signal typique de chargino à $\sqrt{s} = 183$ GeV obtenu avec $M_{\tilde{\chi}_1^+} = 90$ GeV et $\Delta M = 20$ GeV.

événements $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ n'ont pas d'énergie manquante; on s'attend donc à ce que l'acoplanarité soit minimale (dans le cas des événements $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, un photon initial même de forte énergie émis à l'avant ne modifie pas la distribution en acoplanarité). La coupure en acoplanarité élimine donc ces événements avec ou sans rayonnement initial de photon. Les figures III.28 a) et b) montre la distribution en acoplanarité pour les fonds $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ respectivement. Les figures III.28 c) et d) montrent les distributions pour un signal de chargino avec respectivement un faible et un grand ΔM . Pour les événements W^+W^- , on observe une queue vers les grandes valeurs de θ_{acop} : les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ conduisent en général à quatre jets et la probabilité qu'un des jets soit mal mesuré (jet dirigé très à l'avant par exemple) est assez grande, ce qui conduit à des événements acoplanaires. Les désintégrations semi-leptoniques des W^+W^- , conduisent également à des événements acoplanaires à cause de l'énergie emportée par le neutrino. Dans ce cas le lepton produit n'est pas isolé ou il s'agit d'un lepton τ qui s'est désintégré en hadrons plus un neutrino.

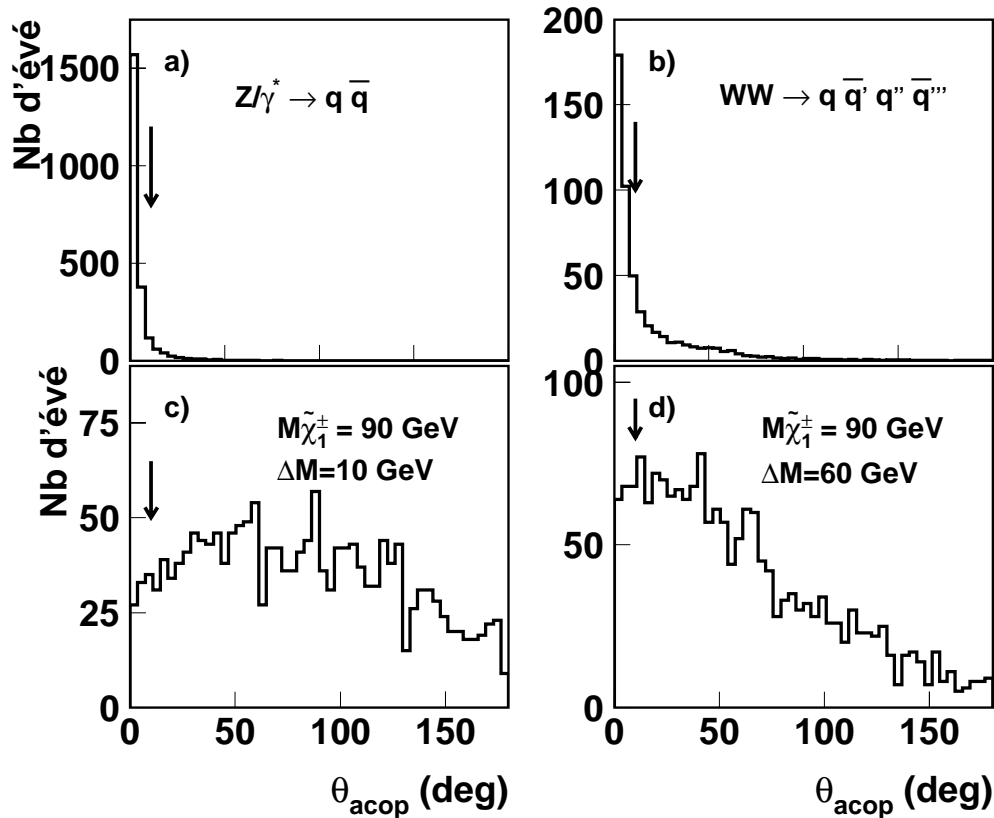


Figure III.28: Distribution en acoplanarité des événements de fond $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, fig. a) et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, fig. b) et des événements issus d'un signal de chargino avec deux ΔM différents, fig. c) et d).

La coupure en acoplanarité est fixée à 10° pour la présélection:

- $\theta_{acop} \geq 10^\circ$

Une fois cette présélection appliquée, on a diminué par environ deux ordres de grandeur le nombre total des événements standards. La figure III.29 montre la distribution en masse visible pour les événements simulés et les événements des données à $\sqrt{s} = 183$ GeV. On peut observer le bon accord entre les données et le Monte Carlo pour les grandes valeurs de M_{vis} alors qu'on observe un léger désaccord pour les petites valeurs de M_{vis} : le Monte Carlo utilisé pour générer les événements " $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons" ne reproduit pas correctement ce qui est observé dans les données. Malgré la présélection, il reste un grand nombre "d'événements $\gamma\gamma$ " à petite masse visible. La partie supérieure de la figure III.29 montre les distributions en masse visible pour un signal de chargino; un signal à petit ΔM est soumis principalement aux fonds " $\gamma\gamma$ " et sera donc difficile à extraire.

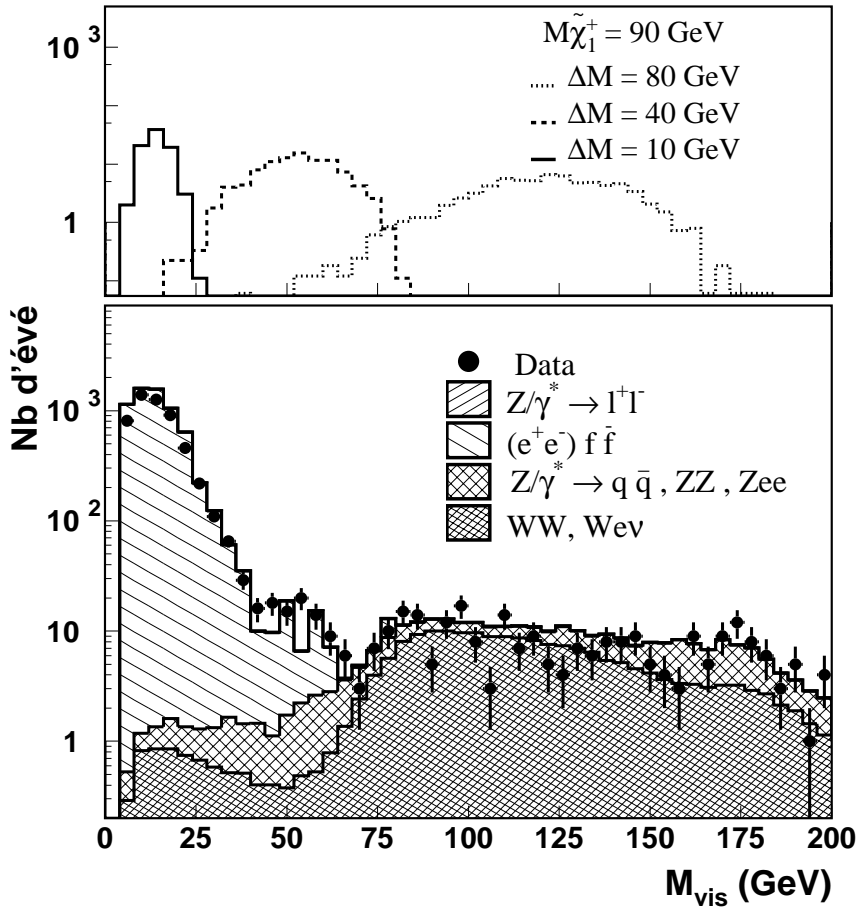


Figure III.29: Distribution de la masse visible pour des événements Monte Carlo de fond (partie inférieure) et des événements d'un signal de chargino pour trois ΔM différents (partie supérieure) après la présélection hadronique. Les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV sont superposées aux événements de fond.

La figure III.30 a) montre l'efficacité de présélection des événements charginos qui se désintègrent dans le canal hadronique. Les efficacités avoisinent les 85 % pour les régions

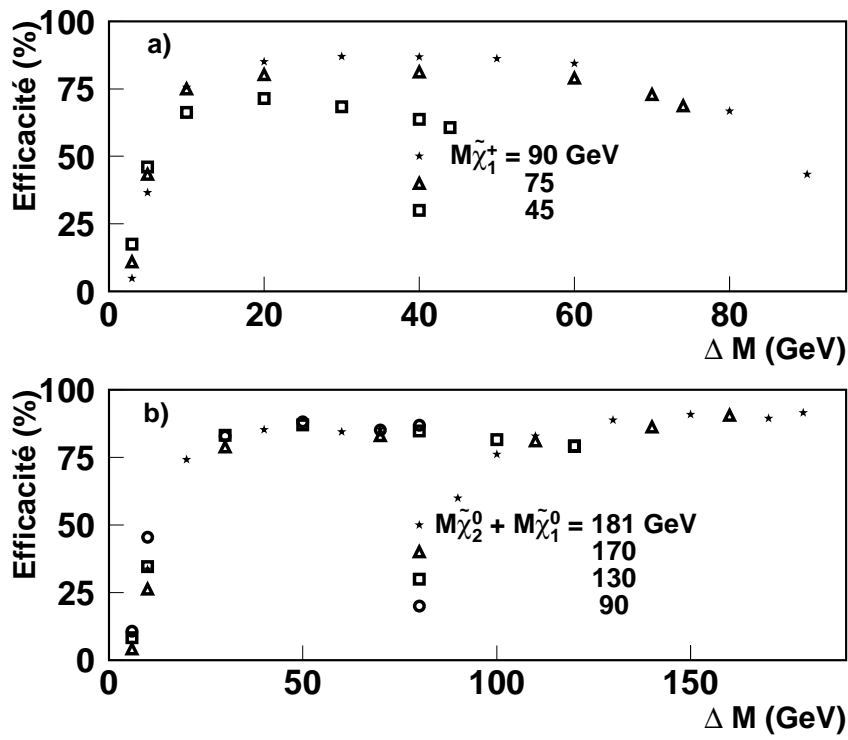


Figure III.30: Efficacité de la présélection hadronique pour un signal de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}'''$, figure a), et pour un signal de neutralino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$, figure b), en fonction de ΔM . Les événements simulés ont été générés à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

intermédiaires en ΔM et diminuent légèrement pour les grand ΔM à cause de la coupure en acoplanarité. A petit ΔM , l'efficacité chute à cause des coupures utilisées pour rejeter les "événements $\gamma\gamma$ ". La figure III.30 b) montre les efficacités de présélection pour un signal de neutralino; ces efficacités sont du même ordre de grandeur que dans le cas des charginos.

Il faut noter que les coupures sur les variables P_T , $\sin(\theta)$ et θ_{acop} seront réajustées lors de la sélection finale.

III.7 Description de la méthode pour l'optimisation des sélections

Les présélections permettent de conserver une bonne efficacité pour le signal tout en réduisant notablement les fonds standards. Cependant les sections efficaces de production des charginos et neutralinos sont faibles et typiquement, pour une section efficace de production de 1 pb , on aurait environ 50 événements produits dans les données collectées à $\sqrt{s} = 183\text{ GeV}$. Compte tenu des rapports d'embranchement et de l'efficacité de présélection, cela correspondrait à environ 20 événements dans le canal hadronique et un peu moins pour le canal semi-leptonique. Il est clair que pour observer un excès d'événements dans les données, il faut réduire au maximum le fond standard b tout en conservant une bonne efficacité ε , sur le signal. Il est difficile en général d'établir une sélection séquentielle qui optimise les paramètres b et ε : sur l'ensemble des variables utilisées pour la sélection des événements, certaines d'entre elles sont corrélées ce qui signifie qu'une coupure sur une variable entraîne une modification des distributions pour les autres variables. Il existe plusieurs méthodes pour extraire un signal du fond de façon optimale; une de ces méthodes consiste à utiliser un réseau de neurones [19] qui utilise un ensemble de variables permettant de distinguer le signal du fond. Le réseau de neurones tient compte des corrélations entre les variables. Il nécessite un lot d'événements de signal et un lot d'événements de fonds qui servent de référence; il classe ensuite, en fonction des variables utilisées, un lot non biaisé d'événements (données, fond et signal) sur une échelle de 0 à 1 en fonction de leur probabilité d'être du signal ou du fond. Cette méthode est actuellement utilisée dans L3 pour la recherche du boson de Higgs [20]. La méthode que nous utilisons pour l'optimisation des coupures est basée sur des principes statistiques pour les faibles nombres d'événements. Dans la suite nous décrivons cette méthode.

III.7.1 La loi statistique de Poisson

La probabilité d'observer n événements indépendants lorsqu'on en attend un nombre moyen b est donnée par la probabilité de Poisson $P_b(n)$ dans la mesure où le nombre d'événements attendu est faible. La probabilité $P_b(n)$ est donnée par:

$$P_b(n) = \frac{b^n e^{-b}}{n!} \quad (\text{III.14})$$

Lorsque b devient grand, la distribution de probabilité s'approche d'une distribution Gaussienne.

Supposons que 2 processus indépendants produisent respectivement n_s et n_b événements, lorsqu'on attend respectivement s et b événements. La probabilité d'observer une telle situation est donnée par:

$$P = P_{b+s}(n_b + n_s) = \frac{(b + s)^{n_b + n_s} e^{-b-s}}{(n_b + n_s)!} \quad (\text{III.15})$$

III.7.2 Niveau de confiance

Si un seul processus produit n événements, on peut donner une borne supérieure N sur la valeur du nombre s d'événements prédits par ce processus pour un certain niveau de confiance p . En d'autres termes, nous cherchons la valeur N de s , au-dessus de laquelle un processus qui produit n événements est exclu avec un niveau de confiance p . La probabilité d'observer plus de n événements est:

$$p = \sum_{m=n+1}^{+\infty} \frac{N^m e^{-N}}{m!} \quad (\text{III.16})$$

ou encore:

$$1 - p = \sum_{m=0}^n \frac{N^m e^{-N}}{m!} \quad (\text{III.17})$$

Cette dernière relation permet de déterminer la valeur de N pour une probabilité p donnée et pour un nombre d'événements n donné. Dans la suite, nous noterons κ_n les valeurs de N pour un niveau de confiance $p = 95\%$.

Dans le cas précédent, on a considéré un seul processus. Dans un cadre plus général, supposons que l'on ait deux processus en jeu qui produisent n événements, un processus de signal dont on veut connaître la valeur de κ_n et un processus de fond qui prédit b événements. La probabilité précédente devient alors [21]:

$$1 - p = \frac{e^{-(b+\kappa_n)} \sum_{m=0}^n \frac{(b+\kappa_n)^m}{m!}}{e^{-b} \sum_{m=0}^n \frac{b^m}{m!}} \quad (\text{III.18})$$

n est la somme d'un terme de signal n_s et d'un terme de fond n_b . Le facteur de normalisation au dénominateur provient du fait que le nombre de fond n_b doit être inférieur ou égal à n . Nous remarquons ici que la limite supérieure sur le signal, κ_n , est fonction du nombre de fond attendu b . L'équation (III.18) est une généralisation de la formule (III.17) au cas où le nombre de fond attendu n'est pas nul. La résolution de l'équation (III.18) pour un niveau de confiance $p = 95\%$ permet de trouver les valeurs de κ_n pour chaque valeur de b comme le montre la figure III.31. Mis à part le cas où le nombre d'événements observés est nul, les valeurs de κ_n augmentent lorsque le nombre d'événements de fond diminue. Ceci est assez logique: par exemple, si on observe 2 événements lorsqu'on attend un fond de 2 événements, la probabilité d'avoir un signal est plus faible que lorsqu'on observe 2 événements pour un fond attendu de ~ 0 . En conséquence la limite supérieure sur le signal est la plus grande dans ce dernier cas.

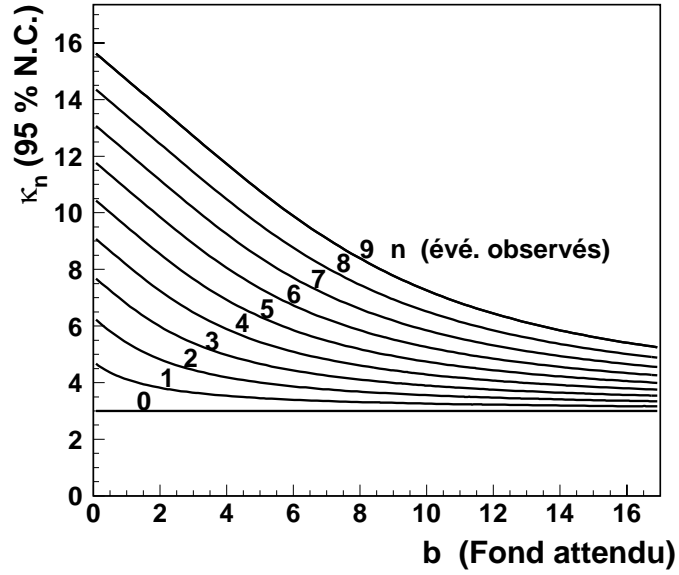


Figure III.31: Limites supérieures sur le signal à 95 % de niveau de confiance en fonction du nombre d'événements de fond attendu et du nombre d'événements observés.

III.7.3 Le fond soustrayable

Il est clair qu'une incertitude systématique sur l'estimation du fond b entraînerait des erreurs sur l'estimation des κ_n . Nous appellerons donc fonds soustrayables tous les fonds standards dont la section efficace et la forme des distributions des variables utilisées dans l'analyse sont en tous points compatibles avec les événements des données. Dans le cas d'un fond non soustrayable les valeurs des κ_n seront celles obtenues pour $b = 0$, c'est-à-dire la valeur du fond pour laquelle κ_n est maximum. Le fond standard que nous avons à traiter est la somme de différentes contributions provenant de fonds soustrayables et non soustrayables. Parmi les événements standards, nous avons deux types de fond standard qu'on peut classer comme non soustrayables pour les raisons indiquées ci-dessous: les événements $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$ et les interactions $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)f\bar{f}$.

- Dans les événements $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$, l'électron de l'état final est souvent émis à petit angle. Pour calculer la section efficace de ce processus dans la voie t , on doit appliquer une coupure sur l'angle minimal de diffusion de l'électron afin d'éliminer les divergences infrarouges. Il en résulte une incertitude théorique sur la section efficace totale de production. De plus, les mesures actuelles [22] de la section efficace de production de $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$ sont peu précises.

- Les générateurs d'événements $\gamma\gamma$ ne reproduisent pas correctement les données que nous observons au LEP. Les calculs théoriques, en général, sont effectués en plusieurs parties: une partie entièrement calculable basée sur la théorie QCD perturbative et une partie plus

phénoménologique (QCD non perturbative) qui est basée sur l'étude des fonctions de structure du photon. Les paramètres libres des différents modèles sont ajustés avec les données expérimentales.

III.7.4 La procédure d'optimisation des coupures

Les valeurs des κ_n sont utilisées dans la définition de la fonction d'optimisation. Nous définissons d'abord une valeur moyenne $\langle \kappa \rangle$ des κ_n indépendante de n :

$$\langle \kappa \rangle = \sum_{n=0}^{+\infty} \kappa_n P_b(n) \quad (\text{III.19})$$

On définit ensuite la fonction qui sera utilisée pour l'optimisation des sélections [23]:

$$f = \frac{\langle \kappa \rangle}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\kappa_n e^{-b} b^n}{n!} \quad (\text{III.20})$$

où ε représente l'efficacité sur le signal que nous recherchons. La valeur moyenne $\langle \kappa \rangle$ dépend de deux paramètres: le fond soustrayable que nous noterons b_s dans la suite et le fond total b . $\langle \kappa \rangle$ a un minimum global pour $b_s = b = 0$. On a donc défini un rapport dont le numérateur contient un terme sensible au fond attendu et le dénominateur contient un terme sensible au signal. On voit alors que la fonction (III.20) permettra d'obtenir le meilleur compromis entre une grande efficacité et de faibles valeurs de b_s et de $b - b_s$.

III.7.5 Le calcul pratique de la fonction d'optimisation f

La fonction f est une somme infinie de termes. En développant l'exponentielle en puissances de b , on peut écrire la fonction sous la forme suivante:

$$f = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{\kappa_n b^n}{n!} \frac{(-1)^k b^k}{k!} \quad (\text{III.21})$$

En rassemblant les termes qui ont la même puissance de b , on obtient:

$$f = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{+\infty} b^n \sum_{l=0}^n \frac{(-1)^{(n-l)} \kappa_l}{l!(n-l)!} \quad (\text{III.22})$$

le développement explicite donne:

$$f = \frac{1}{\varepsilon} \left(\kappa_0 + (\kappa_1 - \kappa_0)b + \left(\frac{\kappa_2}{2} - \kappa_1 + \frac{\kappa_0}{2} \right) b^2 + \left(\frac{\kappa_3}{6} - \frac{\kappa_2}{2} + \frac{\kappa_1}{2} - \frac{\kappa_0}{6} \right) b^3 + \dots \right) \quad (\text{III.23})$$

Les 7 premiers termes du développement limité seront utilisés pour estimer la valeur de la fonction f . Ce développement limité suppose que le nombre total de fond b soit faible de sorte que le développement limité soit une bonne approximation de la fonction f . Les valeurs de κ_n sont indiquées sur la figure III.31 et sont recalculées pour chaque valeur de b_s .

Le calcul du nombre d'événements de fond, b et b_s , et de l'efficacité sur le signal dépend de la sélection, c'est-à-dire d'un ensemble de coupures sur des variables choisies pour distinguer le mieux possible le signal du fond. S'il y a m variables, la fonction f dépend de m paramètres; trouver le minimum d'une fonction qui dépend d'un grand nombre de paramètres n'est pas chose facile; nous choisirons donc un ensemble limité de variables pour faciliter l'obtention du minimum. Les nombres d'événement b et b_s dépendent de la luminosité intégrée des données analysées et des sections efficaces des processus standards à différents \sqrt{s} . Ceci implique que l'optimisation des sélections doit être refaite à chaque \sqrt{s} et pour chaque type de signal étudié.

Nous avons testé 2 programmes pour effectuer la minimisation de la fonction f : le programme evoC2.0 [24] et le programme MINUIT [25].

- Le programme evoC2.0 utilise les mécanismes d'évolution naturelle et de biologie tels que la mutation et la recombinaison: la donnée d'un vecteur, dont les composantes sont les valeurs des coupures sur les m variables utilisées, constitue une entité. Une population d'entité peut se recombiner pour engendrer une génération d'entités filles ayant les caractéristiques communes des entités mères. Les entités de la descendance qui ont les valeurs minimales de la fonction, deviennent à leur tour entités mères et ainsi de suite jusqu'à convergence. Ce programme a la possibilité de sortir d'un minimum local de la fonction pour rechercher le minimum global. Son avantage est qu'il peut être utilisé pour des fonctions qui contiennent à la fois des variables discrètes et des variables continues ce qui sera notre cas dans certaines optimisations.

- Le programme MINUIT utilise différentes stratégies pour la minimisation. La première consiste à calculer les dérivées premières pour chaque variable et à suivre la direction des "vallées" indiquées par les gradients négatifs; la convergence est rapide mais nécessite une fonction avec peu de fluctuations (on observe de fortes fluctuations de la fonction f lorsque la statistique des événements Monte Carlo devient trop faible). La deuxième méthode est une alternative à la première et est peu sensible aux fluctuations: c'est la méthode "SIMPLEX" décrite dans [25]. Ce programme a la possibilité d'échapper aux minima locaux et converge en général plus rapidement que evoC2.0.

III.8 Détermination des sélections et résultats des recherches

Comme nous l'avons vu sur les figures III.25 et III.29, la masse visible du signal augmente lorsque le ΔM augmente; en conséquence, un signal avec un petit ΔM n'est pas soumis aux mêmes fonds qu'un signal avec un grand ΔM . Ceci est une remarque générale valable aussi bien pour les charginos que pour les neutralinos. D'après cette constatation, on décide de séparer les analyses en plusieurs régions en fonction de la masse visible afin d'optimiser les sélections pour différents ΔM , sur toute la gamme de masse visible. Le choix des régions

est différent pour les trois canaux de recherches étudiés et dépend des distributions pour le signal. Les variables de sélection sont choisies pour chaque canal et pour chaque région en masse visible en fonction du type de fond à combattre et de leur pouvoir de rejet du fond par rapport au signal. Lorsque les sélections sont établies, on donne l'efficacité sur le signal, le nombre d'événements de fond standard attendu et le nombre d'événements de données qui ont été retenus.

III.8.1 Recherche de charginos dans le canal lepton + 2 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

Sur la figure III.25 (signal de chargino semi-leptonique), on remarque un recouvrement des distributions en masse visible pour les différentes valeurs de ΔM . Compte tenu de la distribution du signal, on définit 3 fenêtres en M_{vis} qui correspondent approximativement à la région couverte respectivement par le signal à petits ΔM (5/10 GeV), le signal à ΔM intermédiaires (20/40 GeV) et le signal à grands ΔM (50 GeV et plus). Les trois fenêtres sont données ci-dessous:

- $5 \leq M_{vis} < 25 \text{ GeV}$ pour les petits ΔM ,
- $5 \leq M_{vis} < 70 \text{ GeV}$ pour les ΔM intermédiaires,
- $30 \leq M_{vis} < 140 \text{ GeV}$ pour les grands ΔM .

Pour chacune des régions ainsi définies, nous allons effectuer une sélection basée sur des variables différentes.

Pour la recherche de charginos dans le canal de désintégration semi-leptonique, nous utilisons différentes variables qui tiennent compte des caractéristiques des événements de signal et des événements de fond. Il est clair, comme nous le verrons sur les figures suivantes, que les variables utilisées pour réduire un fond particulier ont une influence sur les autres types de fonds. On expliquera le pouvoir de rejection de chaque variable sur les fonds standards pour lesquels cette variable est la plus efficace. Les coupures sur l'ensemble des variables sélectionnées seront ensuite ajustées ensemble grâce à la fonction d'optimisation.

Les variables utilisées

Les "événements $\gamma\gamma$ " ont une masse visible faible (cf. fig. III.25). Ils sont contenus principalement dans la première fenêtre définie précédemment ($5 \leq M_{vis} < 25 \text{ GeV}$) et constituent le fond majeur auquel est soumis le signal à petit ΔM . Les variables P_T , E_T et $\sin \theta$ utilisent la propriété de conservation de l'impulsion transverse pour ce type de fond. Les figures III.32 a), b) et c) montrent les distributions de ces variables pour le signal pour trois ΔM différents et pour la somme des fonds standards après la présélection semi-leptonique. La plupart des événements $\gamma\gamma$ sont concentrés à faible P_T . Sur la figure c), on voit que les "événements $\gamma\gamma$ " sont concentrés à faible $\sin \theta$, ce qui signifie que l'impulsion manquante de ces événements pointe vers l'avant du détecteur alors que pour le signal, elle pointe plutôt vers le centre du détecteur. La variable E_T est simplement l'impulsion transverse normalisée à l'énergie visible. les distributions en E_T sont assez indépendantes du ΔM pour le signal.

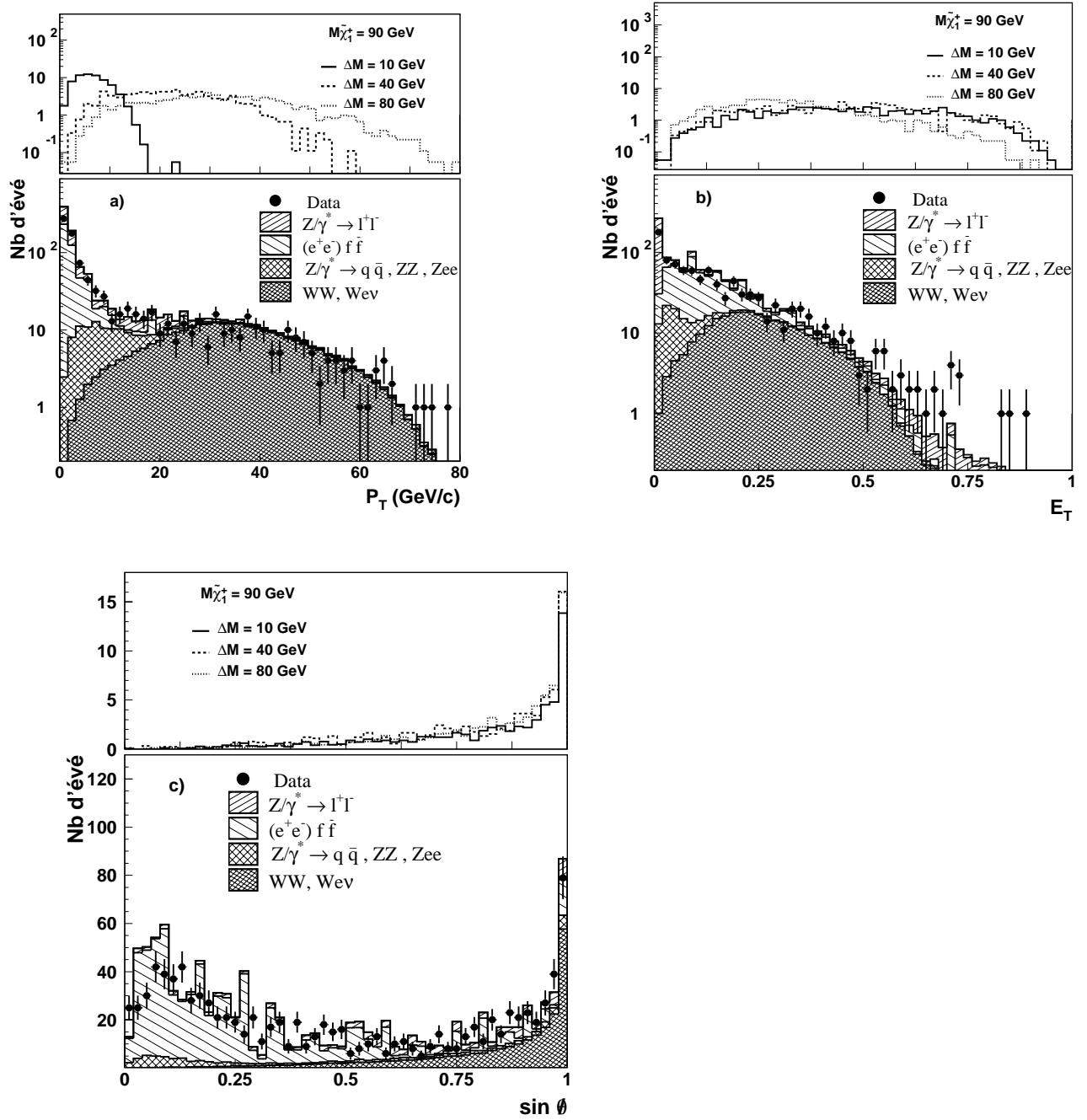


Figure III.32: Les figures a), b) et c) représentent respectivement les distributions de l'impulsion transverse, de la fraction d'énergie transverse et du sinus de la direction de l'impulsion manquante pour des événements Monte Carlo de fond et des événements charginos pour trois ΔM différents après la présélection semi-leptonique. Les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV sont superposées.

Sur ces distributions, on voit que l'on peut ajuster une coupure pour les faibles valeurs de P_T , $\sin \theta$ et E_T afin de rejeter le fond $\gamma\gamma$ sans trop affecter le signal. Ces coupures sont utiles en outre pour rejeter les fonds $e^+e^- \rightarrow ZZ$, $Z/\gamma^{(*)}$ et Ze^+e^- .

Pour chacune de ces distributions les données présélectionnées à $\sqrt{s} = 183$ GeV ont été superposées à la somme des fonds standards. On observe un bon accord entre les données et la prédiction du Monte Carlo.

Les distributions des variables d'acoplanarité θ_{acop} et d'acolinéarité θ_{acol} sont montrées sur les figures III.33 a) et b). L'acoplanarité est sensible à l'impulsion manquante dans le plan transverse (P_T). Dans les événements de "retour au Z" ($e^+e^- \rightarrow (\gamma)q\bar{q}$), un photon très énergétique est émis préférentiellement à l'avant; ces événements ont une faible impulsion manquante dans le plan transverse donc l'acoplanarité pour ces événements est faible. Pour les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-Z$, les électrons de l'état final sont diffusés à petit angle et beaucoup d'entre eux sont perdus dans le tube faisceau. Pour les mêmes raisons, ces événements ont une faible acoplanarité. L'énergie manquante pour les événements charginos, n'a pas de direction privilégiée; la distribution en acoplanarité est donc beaucoup plus étalée.

L'acolinéarité (fig. III.33 b) est sensible à la fraction d'impulsion manquante totale. Cette variable est utilisable contre l'ensemble des fonds standards. La distribution pour le signal est très étalée et est peu sensible au ΔM .

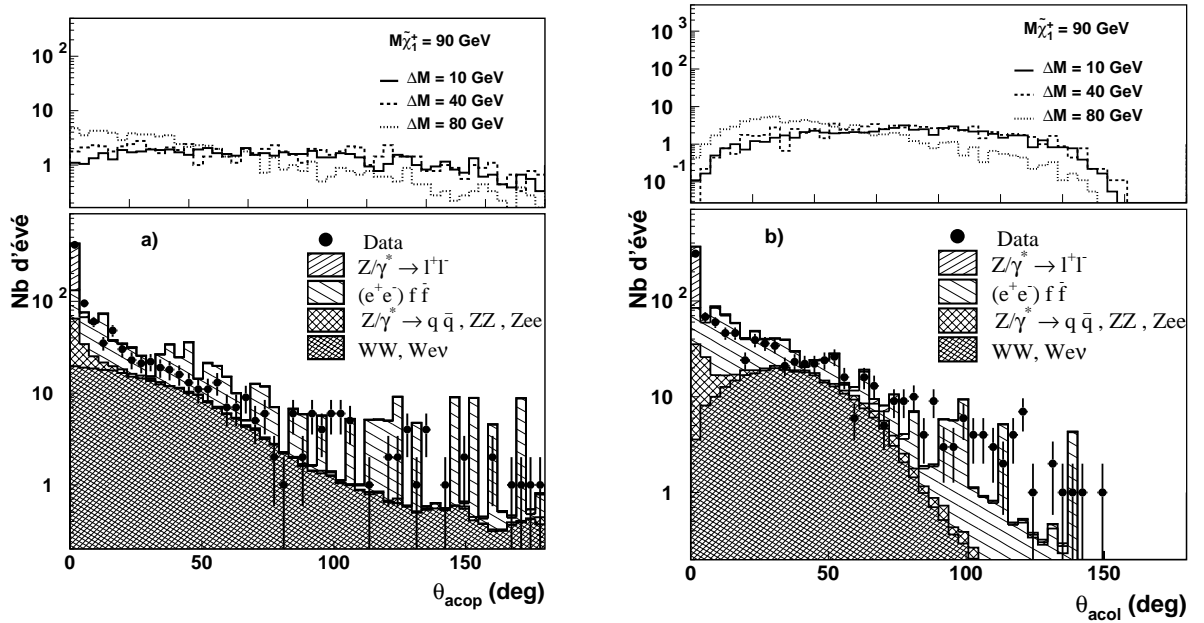


Figure III.33: Distribution de l'acoplanarité et de l'acolinéarité après la présélection semi-leptonique.

Dans la recherche d'événements charginos semi-leptoniques, nous avons vu que la présence d'un lepton isolé imposait une contrainte forte sur le fond standard. On peut maintenant exploiter l'énergie de ce lepton pour ajouter une contrainte supplémentaire. La figure III.34 montre la distribution de l'énergie du lepton isolé E_l identifié comme le plus énergétique pour le signal et pour le fond standard. L'énergie de ce lepton est très faible pour les événements

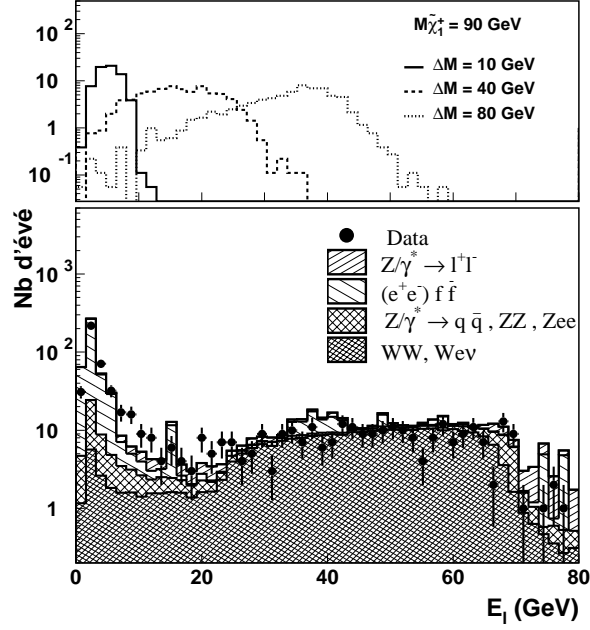


Figure III.34: Distribution de l'énergie du lepton isolé le plus énergétique après la présélection semi-leptonique.

$\gamma\gamma$; on peut donc appliquer une coupure sur l'énergie minimale du lepton pour la sélection à petit ΔM .

Les désintégrations semi-leptoniques des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ représentent le fond principal pour la recherche de charginos à grand ΔM . Jusqu'à maintenant les variables globales que l'on vient de montrer sont peu efficaces pour éliminer ce type d'événements; comme pour les charginos, il y a un système hadronique, un lepton énergétique et de l'énergie manquante: celle-ci provient d'un neutrino dans le cas des événements W^+W^- alors quelle provient d'un neutrino et de deux χ_1^0 pour les charginos. Dans la limite où le χ_1^0 a une masse nulle, la séparation entre le signal et le fond W^+W^- est très confuse. La figure III.34 montre cependant qu'une coupure supérieure sur l'énergie du lepton pourrait être efficace pour rejeter une partie des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ par rapport aux événements charginos à grand ΔM .

Comme les bosons W produits par le processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ sont réels, la masse reconstruite M_{had} du système hadronique issu d'un des W doit être centrée sur M_W . La figure III.35 illustre cette caractéristique en supposant que le lepton isolé de l'événement soit issu de l'autre W . La distribution pour le signal est plus étalée vers les faibles valeurs. Nous ajusterons donc une coupure supérieure sur la masse reconstruite du système hadronique afin de supprimer les événements du pic.

Critères de sélection

Nous avons utilisé la fonction d'optimisation sans soustraction de bruit de fond pour ajuster des coupures sur les variables θ_{acop} , θ_{acol} , E_l , P_T , $\sin \theta$, E_T et M_{had} , afin d'extraire un

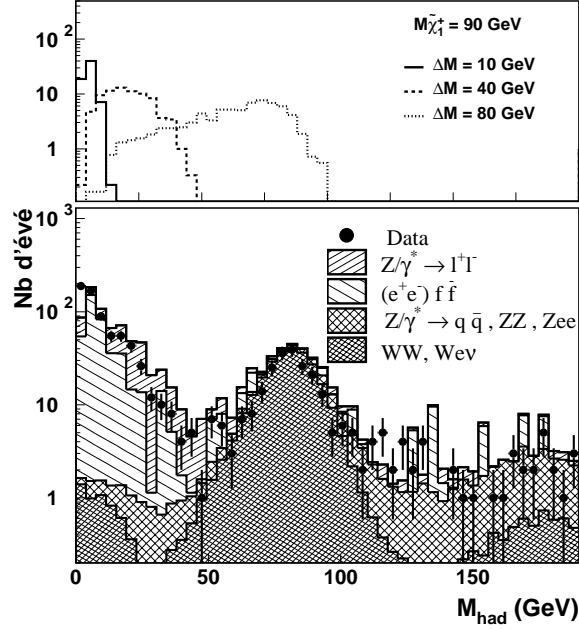


Figure III.35: Distribution de la masse hadronique des événements satisfaisant la présélection semi-leptonique. La masse hadronique est définie comme la masse visible de l'événement lorsqu'on a retiré le lepton le plus énergétique.

éventuel signal dans les données. Pour obtenir une efficacité continue sur toute la gamme de ΔM permise, c'est à dire de 0 jusqu'à $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, nous avons optimisé une sélection pour chacune des fenêtres de masse visible définie au début de ce paragraphe. Le signal de chargino utilisé pour l'optimisation est généré avec $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV et les valeurs de ΔM suivantes: 5 et 10 GeV, 20, 30 et 40 GeV et, 50 et 60 GeV respectivement pour les trois fenêtres en masse visible. Le paramètre d'optimisation ε est une moyenne de l'efficacité du signal sur chaque fenêtre. Pour optimiser les sélections, nous avons choisi un signal avec une masse de chargino proche du seuil de production des paires $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV) afin d'avoir la meilleure sensibilité pour les masses les plus hautes: la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ est décroissante en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, cependant elle reste suffisamment grande proche du seuil de production (comme l'indiquait la figure I.6 du chapitre théorie) pour pouvoir observer un excès significatif d'événements dans les données.

Les valeurs des coupures obtenues sont données dans le tableau III.6 pour chacune des trois sous-sélections définies dans les fenêtres $5 \leq M_{vis} < 25$ GeV, $5 \leq M_{vis} < 70$ GeV et $30 \leq M_{vis} < 140$ GeV .

Efficacités de sélection sur le signal

L'efficacité totale sur le signal est la combinaison de l'efficacité de sélection et de l'efficacité du système de déclenchement de l'expérience. Cette dernière est déterminée à partir d'une simulation prenant en compte tous les seuils de déclenchement du niveau 1. Elle est la combinaison du déclenchement en énergie, du déclenchement TEC, du déclenchement scintillateurs

Fenêtres (GeV)	$5 \leq M_{vis} < 25$	$5 \leq M_{vis} < 70$	$30 \leq M_{vis} < 140$
$E_l(GeV)$	≥ 3.30	≥ 1.65	≥ 1.10 et $\leq 36.$
$\theta_{acop}(deg)$	≥ 26.8	≥ 36.3	≥ 10.1
$\theta_{acol}(deg)$	≥ 24.7	≥ 32.2	≥ 23.2
P_t (GeV/c)	≥ 1.25	≥ 6.1	≥ 9.2
$\sin \theta$	≥ 0.52	≥ 0.48	≥ 0.29
E_t	≥ 0.35	≥ 0.06	≥ 0.12
M_{had} (GeV/c ²)			≤ 45.0
Optimisation avec $\Delta M =$ (GeV)	5 et 10	20, 30 et 40	50 et 60

Tableau III.6: Ensemble des coupures utilisées pour la sélection des charginos dans le canal de désintégration semi-leptonique. Les fenêtres en masse visible dans lesquelles les sélections ont été optimisées sont indiquées en première ligne du tableau.

et du déclenchement muon (partie centrale et partie avant arrière). Les événements sont retenus s'ils sont acceptés par au moins un des critères de déclenchement. Les figures III.36 a), b), c) et d) montrent respectivement l'efficacité de déclenchement muon, TEC, scintillateur et énergie, en fonction du ΔM pour un signal de chargino avant toute sélection. La figure III.36 e) montre l'efficacité combinée en prenant en compte tous les déclenchements. Cette efficacité est faible pour les petites valeurs de ΔM (63 % pour $\Delta M = 3$ GeV) puis atteint presque 100 % pour les ΔM supérieurs à 20 GeV. Il faut noter que cette efficacité est donnée avant toute présélection. On remarque que l'efficacité du déclenchement TEC est de l'ordre de 70% même pour des ΔM de l'ordre de 30 à 70 GeV. A priori, on pourrait s'attendre à une meilleure efficacité, mais le système de déclenchement TEC, conçu à l'origine pour la physique à LEP1, introduit une coupure en acoplanarité pour rejeter les événements faisceau-gaz: une partie des événements charginos ne passent donc pas le critère TEC même à grand ΔM .

La combinaison des efficacités de déclenchement et des efficacités de sélection (présélection et sélection finale) est montrée sur la figure III.37. On remarque que les efficacités chutent pour les petites et pour les grandes valeurs de ΔM ; c'est le prix à payer pour réduire les fonds $\gamma\gamma$ d'une part et les désintégrations semi-leptoniques des W^+W^- d'autre part. On voit ensuite une diminution globale de l'efficacité de sélection lorsque $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ diminue: les optimisations ont été effectuées sur un signal avec $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV; les distributions des variables, changent en fonction de la masse du chargino (effet de poussée des $\tilde{\chi}_1^+$ produits) donc la sensibilité des sélections n'est pas optimale pour le signal avec $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 75$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 45$ GeV; ceci ne pose pas de problèmes puisque les données collectées aux énergies inférieures à $\sqrt{s} = 183$ GeV ont déjà permis la recherche des charginos à des masses inférieures. Les résultats des analyses de données à $\sqrt{s} = 161$ GeV et $\sqrt{s} = 172$ GeV seront donnés dans la suite; ces analyses ont également été optimisées afin d'avoir une sensibilité maximum proche du seuil de production des particules supersymétriques recherchées.

Estimation du fond, résultat de la sélection sur les données de 183 GeV

La sélection rejete la majeure partie des événements de fond standard. Dans le tableau III.7, on donne le nombre d'événements attendus pour chaque processus et pour les trois

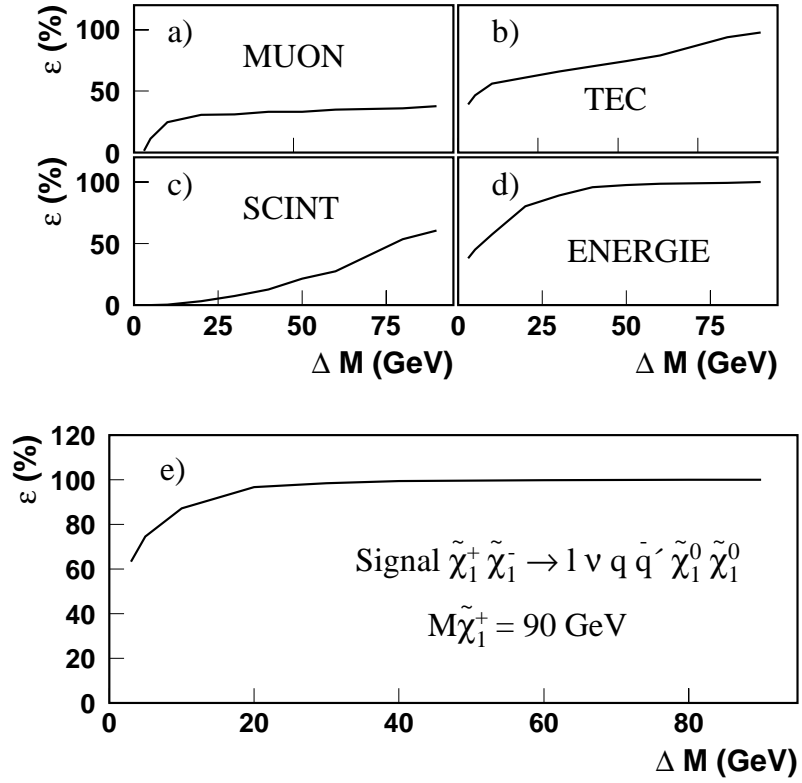


Figure III.36: Efficacités de déclenchement sur un signal de chargino, généré à 183 GeV, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, en fonction de ΔM . Les figures a), b), c) et d) représentent respectivement les efficacités des déclenchements muon, TEC, scintillateur et énergie, alors que la figure e) montre l'efficacité obtenue en combinant tous les déclenchements.

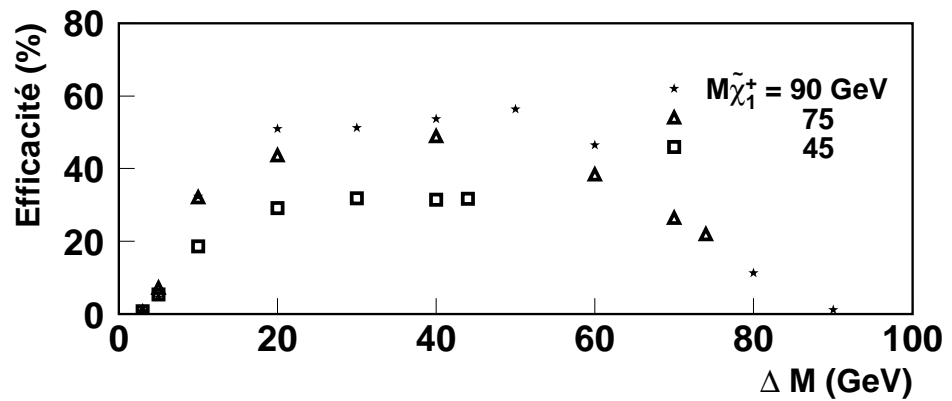


Figure III.37: Efficacités totale obtenue à partir d'événements charginos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$; $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm(*)} \tilde{\chi}_1^0$; $W^{\pm(*)} \rightarrow l^\pm \nu, q \bar{q}'$ en fonction de ΔM et pour différentes masses de chargino.

sous-sélections définies par les trois fenêtres en masse visible; la dernière colonne donne le nombre total d'événements attendus en combinant les trois sous-sélections. On remarque que la contribution du processus de fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ est dominante. On donne, en dernière ligne du tableau, le nombre d'événements sélectionnés dans les données collectées à $\sqrt{s} = 183$ GeV; 2 événements sont sélectionnés dans les données, ce qui est compatible avec le nombre total de fond attendu de 2.54 ± 0.60 événements (l'erreur indiquée est statistique). La figure III.38 montre l'événement retenu par la sous-sélection optimisée pour les petits ΔM . Le lepton isolé est un électron de 8.75 GeV, que l'on reconnaît comme l'association d'une trace chargée avec un amas isolé dans le BGO; le système hadronique est peu énergétique, la masse hadronique reconstruite vaut 5.2 GeV. Cet événement passe de justesse la coupure en énergie transverse (son énergie transverse vaut $E_T = 0.358$), sinon il passe largement toutes les autres coupures. Cet événement est probablement une interaction $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$ où l'un des τ se désintègre en $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ et l'autre en $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$.

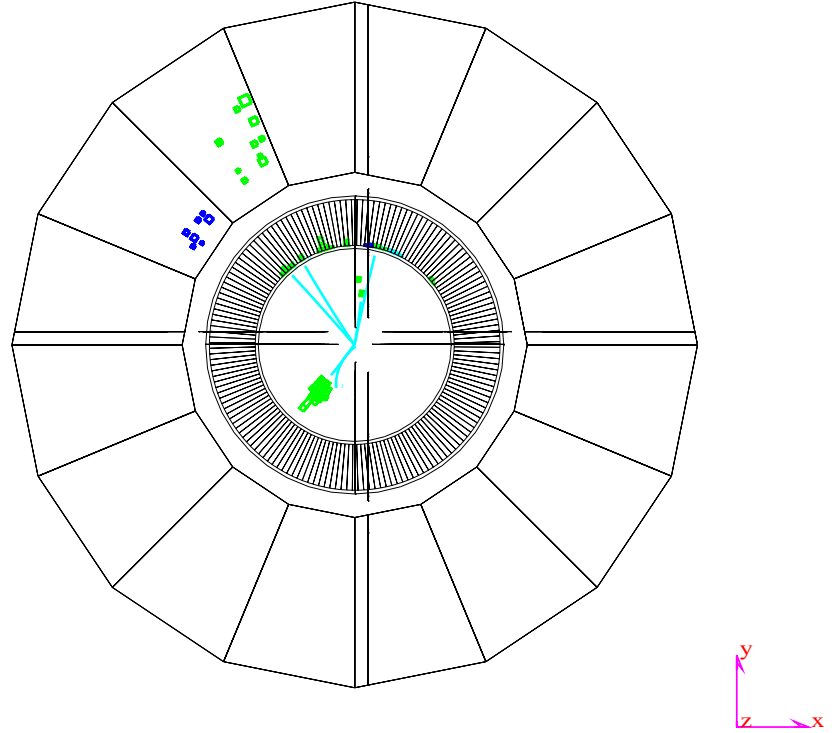
Fenêtres (GeV)	$5 \leq M_{vis} < 25$	$5 \leq M_{vis} < 70$	$30 \leq M_{vis} < 140$	Total
Processus $e^+e^- \rightarrow$				
$(e^+e^-)e^+e^-$	0.18 ± 0.18	0	0	0.18 ± 0.18
$(e^+e^-)\mu^+\mu^-$	0.34 ± 0.34	0	0	0.34 ± 0.34
$(e^+e^-)\tau^+\tau^-$	0.29 ± 0.12	0	0	0.29 ± 0.12
$(e^+e^-)q\bar{q}$	0	0.44 ± 0.44	0	0.44 ± 0.44
$\mu^+\mu^-$	0.026	0	0	0.026 ± 0.01
$\tau^+\tau^-$	0.02	0.01	0.03	0.054 ± 0.02
$q\bar{q}$	0	0.05	0.	0.05 ± 0.05
Ze^+e^-	0.06	0.03	0.03	0.11 ± 0.03
ZZ	0.01	0.02	0.02	0.04 ± 0.01
$We\nu$	0	0.11	0.15	0.20 ± 0.03
W^+W^-	0.30	0.38	0.24	0.79 ± 0.06
Fond total attendu	1.24 ± 0.40	1.04 ± 0.44	0.48 ± 0.05	2.54 ± 0.60
Données 183 GeV	1	1	0	2

Tableau III.7: Résultat de la sélection semi-leptonique: nombre total d'événements attendu pour chaque processus standard et chaque sous-sélection et pour une luminosité intégrée de 55.5 pb^{-1} , qui correspond à celle des données. Le nombre d'événements des données sélectionnées à $\sqrt{s} = 183$ GeV est indiqué en dernière ligne. La dernière colonne combine les résultats des trois sous-sélections; les erreurs indiquées sont dues à la faible statistique des événements restant après les sélections.

Consistance de la sélection

Afin de vérifier que chaque sous-sélection n'occasionne pas un biais dans l'estimation du fond par rapport aux données, nous avons modifié pas à pas les coupures en partant de la présélection vers la sélection finale: Le pas numéro 0 représente la présélection et le pas 50 représente la sélection finale. Toutes les coupures utilisées pour la sélection finale ont été changées simultanément. La figure III.39 a) montre l'évolution du nombre total

Run # 688701 Event # 623 Total Energy : 18.55 GeV



Transverse Imbalance : .3152		Longitudinal Imbalance : .2717	
Thrust : .8423	Major : .4192	Minor : .2120	
Event DAQ Time :		971028 23409	

Figure III.38: Événement des données de $\sqrt{s} = 183$ GeV retenu par la section semi-leptonique.

d'événements de fond attendus et du nombre de données qui passent les coupures; au niveau de la présélection, on observe un excès d'événements Monte Carlo par rapport aux données qui est dû à la mauvaise simulation des événements " $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ ". Au fur et à mesure que le pas augmente, on rejette les événements " $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ " et on observe un bon accord entre données et Monte Carlo jusqu'à la sélection finale. La figure III.39 b) montre l'évolution de l'efficacité ε utilisée pour l'optimisation et la figure III.39 c) montre la valeur de la fonction d'optimisation en fonction du pas; la sélection finale correspond au minimum de la fonction d'optimisation. Les figures III.39 a), b) et c) ont été obtenues à partir de la sous-sélection définie dans la fenêtre $30 \leq M_{vis} \leq 140$ GeV.

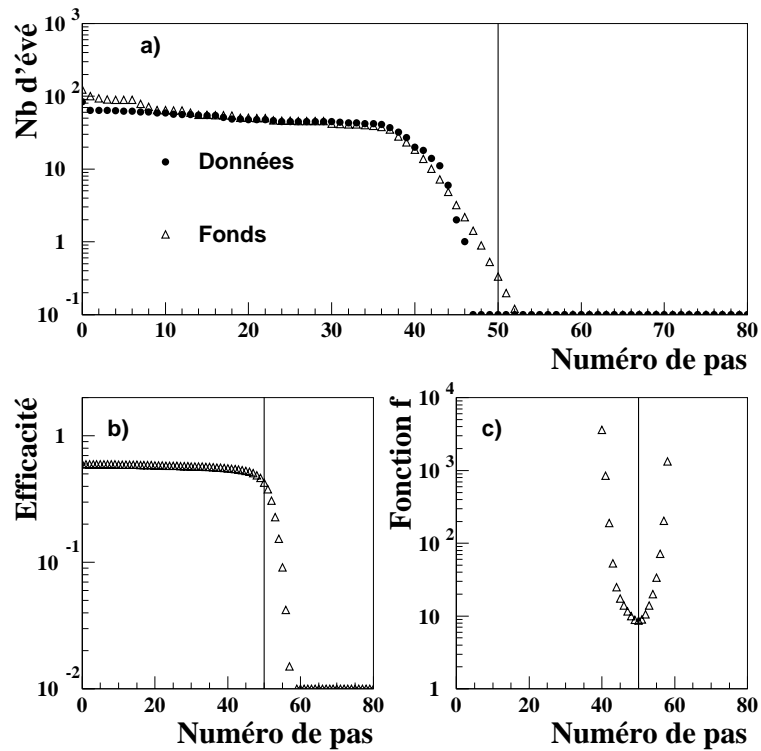


Figure III.39: Variation du nombre d'événements de fond et de donnée (figure a), de l'efficacité sur un signal de chargino (figure b) et de la fonction d'optimisation (figure c) lorsqu'on fait varier linéairement l'ensemble des coupures utilisées, de la présélection (pas numéro 0) vers la sélection finale (pas numéro 50).

III.8.2 Recherche de charginos dans le canal 4 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s}=183$ GeV

Comme pour le canal semi-leptonique on définit trois zones en masse visible, à l'aide des distributions de la figure III.29 pour le signal, dans lesquels on optimisera les sélections pour des petits ΔM (5/10 GeV), des ΔM intermédiaires (20/40 GeV) et des grands ΔM (≥ 50 GeV):

- $5 \leq M_{vis} < 25$ GeV
- $19 \leq M_{vis} < 70$ GeV
- $45 \leq M_{vis} < 150$ GeV

Comme nous l'avons vu au niveau de la présélection hadronique, le nombre d'événements de fond standard est plus important dans ce canal que dans le canal semi-leptonique, en particulier à petite masse visible, le nombre d'événements " $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons" est beaucoup plus important dans ce canal, c'est d'ailleurs le fond principal à petit ΔM . Pour rejeter ces événements, nous utiliserons les variables globales déjà utilisées pour le canal semi-leptonique, c'est-à-dire l'impulsion transverse P_T , le sinus de la direction de l'impulsion manquante $\sin \theta$, l'énergie transverse E_T , l'acoplanarité θ_{acop} et l'acolinéarité θ_{acol} . La forme des distributions est similaire à ce qu'on observe pour le canal semi-leptonique et les propriétés physiques utilisées pour rejeter ce fond sont les mêmes.

Des critères supplémentaires

On peut encore exploiter une propriété des événements " $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons" basée sur la répartition géométrique de l'énergie dans le détecteur. La figure III.40 montre le rapport (F_{30°) entre l'énergie déposée dans un cône de 30° autour du tube faisceau et l'énergie visible totale dans le détecteur. La partie supérieure montre la répartition pour le signal et la partie inférieure celle pour la somme des fonds standards. On observe une très nette démarcation du fond " $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons" par rapport au signal et au reste des fonds standards. Pour les petits ΔM , nous ajusterons une coupure sur la variable F_{30° pour ne conserver que la partie gauche de la distribution.

Les données présélectionnées à $\sqrt{s} = 183$ GeV ont été superposées à la prédiction du Monte Carlo. On remarque un léger désaccord entre le Monte Carlo et les données, réparti quasi uniformément sur toute la distribution.

Nous utiliserons pour cette sélection la variable T qui représente la "poussée" de l'événement définie précédemment. Cette variable caractérise la forme globale de l'événement: lorsque T tend vers $\frac{1}{2}$, l'événement est de forme sphérique alors qu'il est de forme allongée pour les valeurs de T proche de 1. La figure III.41 montre les distributions de T pour le signal (fig. a) et pour quelques fonds standards dangereux pour les grands ΔM ($e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$, fig. b) et $e^+e^- \rightarrow ZZ$, fig. c)) et pour les petits ΔM (" $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons", fig d)). Pour le signal, les distributions de T sont indépendantes du ΔM , elles dépendent cependant beaucoup de la masse du chargino. Pour le fond, elles sont légèrement décalées vers les grandes valeurs de T . Nous ajusterons une coupure afin de conserver les faibles valeurs de T ; cette

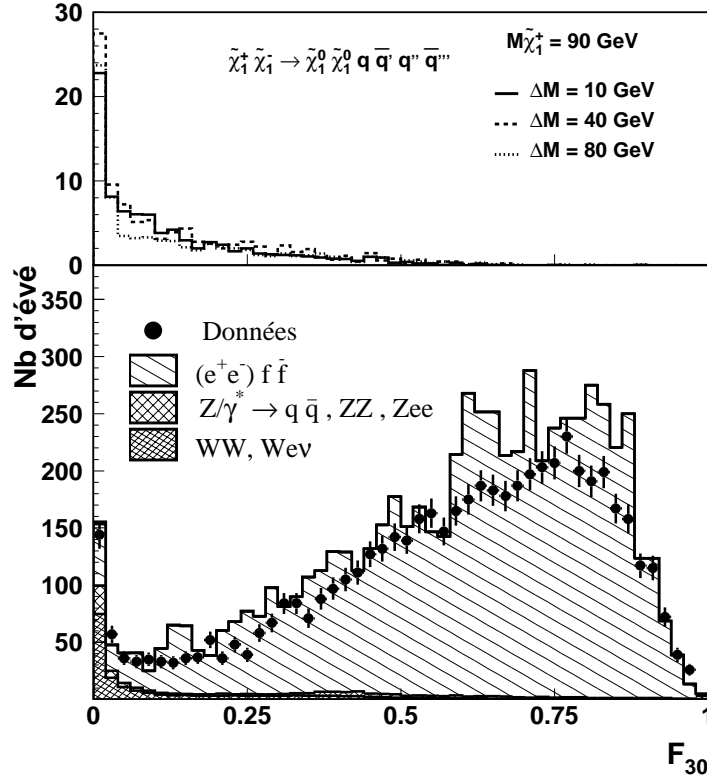


Figure III.40: Distribution de la variable F_{30} définie comme le rapport entre l'énergie déposée dans les calorimètres dans un cône de 30° autour du tube faisceau et l'énergie totale de l'événement. La partie supérieure montre les distributions pour un signal de chargino et la partie inférieure, les distributions pour le fond standard (Monte Carlo) et les données de $\sqrt{s} = 183$ GeV.

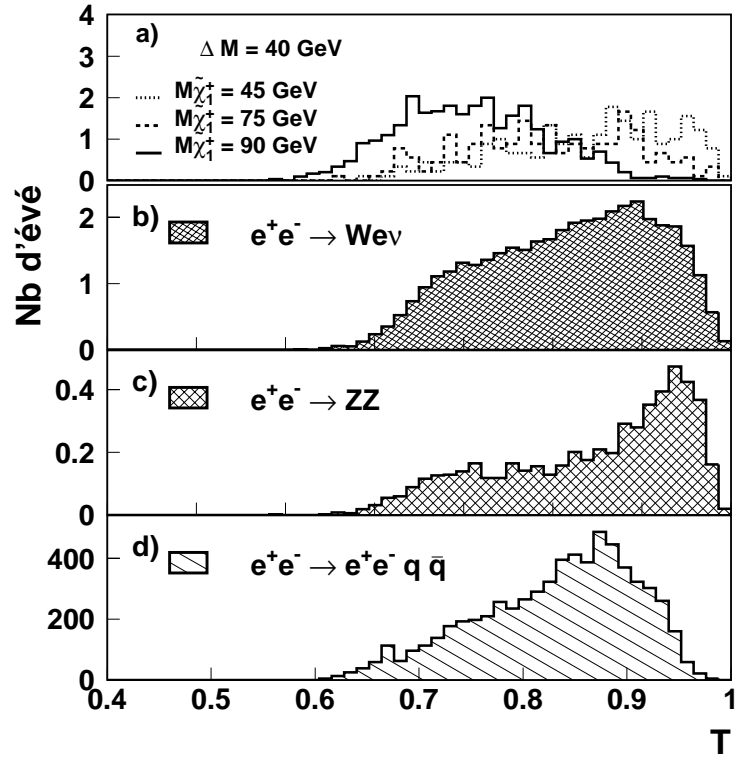


Figure III.41: Distribution de la "poussée" de l'événement. La figure a) montre la distribution pour le signal pour différentes valeurs de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et pour $\Delta M = 40$ GeV; les distributions pour le signal sont indépendantes de ΔM . Les figures b), c) et d) montrent respectivement les distributions pour les fonds standards $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$, $e^+e^- \rightarrow ZZ$, et $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$. Tous les événements sont simulés à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

coupure, efficace pour les charginos au seuil de production ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \simeq 90$ GeV), pénalisera le signal généré avec des masses $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ plus basses.

La figure III.42 montre la distribution de la variable Y_4 , précédemment définie, pour le signal (fig. a) et pour les processus de fond standard (fig. b), c) et d)) majoritaires pour le signal à grand ΔM . Dans les cas c) (production d'une paire $q\bar{q}$) et d) (production d'un seul W), on s'attend à deux jets de quarks plus éventuellement un jet constitué, pour le cas c), d'un photon de "retour au Z " ou, pour le cas d), d'un électron; ces événements contiennent donc au plus 3 jets bien résolus et le passage à quatre jets implique une valeur faible du paramètre de résolution de jet comme on peut le voir sur les figures c) et d). Pour les événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (fig. b), on s'attend à observer quatre jets pour des désintégrations hadroniques des deux W et trois jets pour les désintégrations semi-leptoniques (leptons τ inclus). Les désintégrations semi-leptoniques des W^+W^- ont une grande énergie manquante (à cause du neutrino émis) cependant la valeur de Y_4 est faible pour ce type de désintégration. Les désintégrations hadroniques des W conduisent à de grandes valeurs de Y_4 , cependant, l'énergie manquante est faible dans ce cas; on pourra donc supprimer les événements $W + W^-$ en appliquant des coupures simultanément sur la variable Y_4 et sur les variables sensibles à l'énergie manquante. La distribution de Y_4 varie en fonction de la masse du chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ à cause de la poussée des $\tilde{\chi}_1^\pm$ lorsqu'ils sont produits loin du seuil de production. On peut voir sur la figure III.42 a) les distribution des événements de signal à $\sqrt{s} = 183$ GeV pour différentes valeurs de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Une coupure sur la variable Y_4 favorisera les événements charginos produits au seuil aux dépiments de ceux produits loin du seuil.

Critères de sélection

Comme pour la sélection semi-leptonique, la sélection hadronique a été optimisée sans soustraction de bruit de fond dans chacune des trois fenêtres en masse visible définissant ainsi trois sous-sélection. Pour chaque fenêtre, nous avons utilisé différents ensembles de variables et conservé celui qui donne la valeur minimale de la fonction d'optimisation. Il faut noter que la limite supérieure de la fenêtre en masse visible pour la sélection à grand ΔM a été optimisée avec l'ensemble des autres variables. Le signal utilisé pour le calcul de l'efficacité est généré pour une masse de chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV et différents ΔM . Les ΔM utilisés pour chaque sous-sélection ainsi que les valeurs des coupures sont indiquées dans le tableau III.8.

Efficacité pour le signal de chargino

La figure III.43 montre l'efficacité sur le signal de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$; $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm(*)} \tilde{\chi}_1^0$; $W^{\pm(*)} \rightarrow q\bar{q}'$ après avoir inclus la présélection hadronique, la sélection hadronique finale et l'efficacité du système de déclenchement de l'expérience. On voit une chute d'efficacité pour les petits et les grands ΔM comme dans le cas semi-leptonique et une baisse d'efficacité globale en fonction de la masse du chargino: les coupures sur Y_4 et T sont à l'origine de cette perte de signal. Par contre, l'efficacité sur le signal est maximum au seuil de production, là où la section efficace de production des charginos est globalement la plus faible mais suffisante pour observer un signal.

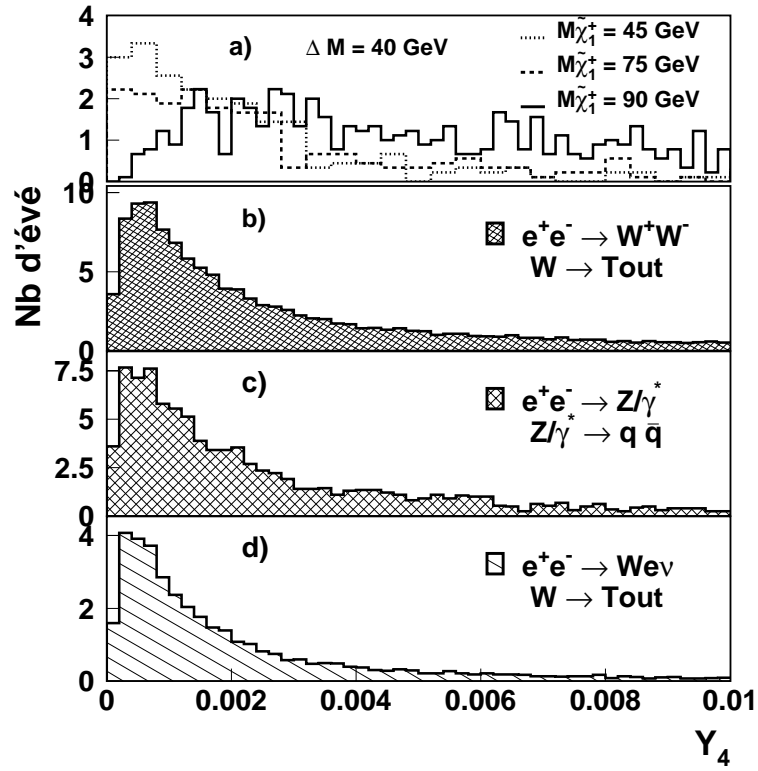


Figure III.42: Distribution de la variable Y_4 pour le signal (fig. a) et pour les fonds $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$ (fig.b), c) et d).

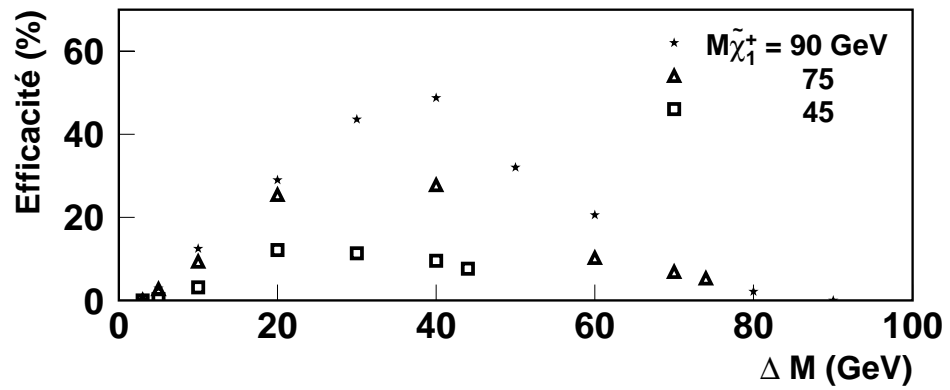


Figure III.43: Efficacité sur le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}'''$ en fonction de ΔM et pour différentes valeurs de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$.

Fenêtres (GeV)	$5 \leq M_{vis} < 25$	$19 \leq M_{vis} < 70$	$45 \leq M_{vis} < 102.5$
N_{tk}	≥ 5		
θ_{acop} (deg)	≥ 25.0	≥ 20.2	≥ 25.0
θ_{acol} (deg)	≥ 15.7	≥ 30.8	≥ 75.0
P_t (GeV/c)	≥ 5.45	≥ 14.2	≥ 15.2
$\sin \theta$	≥ 0.351	≥ 0.548	≥ 0.408
E_t	≥ 0.524	≥ 0.185	≥ 0.179
F_{30°	≤ 0.10	-	-
T	≤ 0.80	-	≤ 0.80
Y_{34}	-	≥ 0.00369	≥ 0.00312
Optimisation avec $\Delta M =$ (GeV)	5 et 10	20, 30 et 40	50 et 60

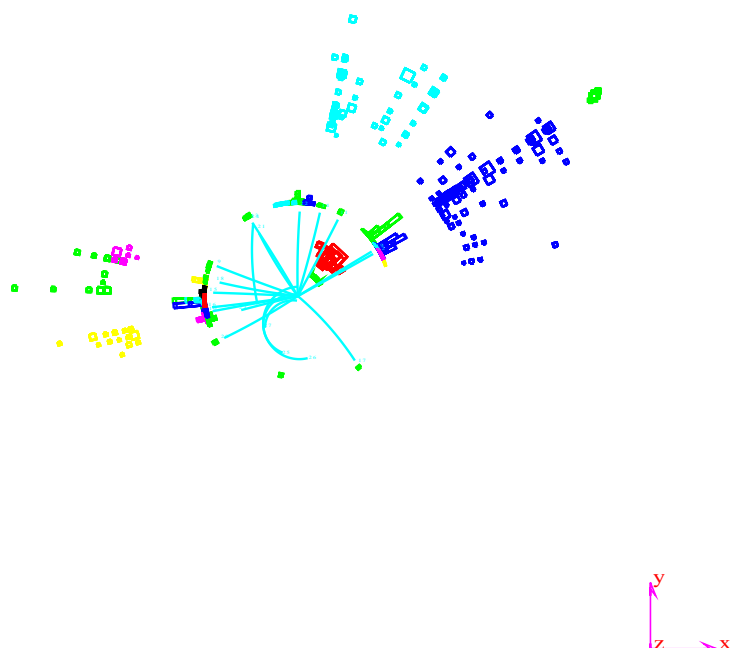
Tableau III.8: Valeur des coupures obtenues grâce à la fonction d'optimisation sans sous-traction de bruit de fond. Les fenêtres en masses visibles définissant les sous-sélections sont données en première ligne du tableau. En dernière ligne, on donne les valeurs des ΔM utilisées pour le calcul de l'efficacité dans la fonction d'optimisation.

Estimation du fond standard, résultats de la sélection

Le tableau III.9 donne le détail des fonds standards attendus pour chacune des sous-sélections. Les fonds standards restant après sélection sont principalement des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Il existe une incertitude sur la détermination du nombre d'événements " $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ " en raison de la faible statistique des événements restants après coupures. La sélection appliquée sur les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV retient un seul événement illustré sur la figure III.44. Cet événement passe la sous-sélection à grand ΔM , il a une masse invariante totale de 84 GeV et une grande valeur de Y_4 ($Y_4=0.0104$). Ces résultats ne montrent pas d'excès d'événements par rapport à ce que prédit le modèle standard. Au total, on attend 3.38 ± 0.64 événements pour 1 événement sélectionné dans les données. La probabilité d'une telle situation est de 12%; en prenant en compte l'incertitude statistique, cette probabilité peut varier de 18% à 7.5% ce qui est tout à fait acceptable.

Dans L3, il existe une autre analyse pour la recherche de charginos. La même technique est utilisée pour l'ajustement des coupures. Les deux analyses de charginos donnent des résultats comparables.

Run # 684410 Event # 3479 Total Energy : 119.00 GeV



Transverse Imbalance : .4092		Longitudinal Imbalance : .5313	
Thrust : .7300	Major : .4612	Minor : .1199	
Event DAQ Time :		971011 55919	

Figure III.44: Événement retenu par la sélection hadronique de charginos. La masse visible de cet événement est de 84 GeV, ce qui suggère que cet événement provient du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ou $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$.

Fenêtres (GeV)	$5 \leq M_{vis} < 25$	$19 \leq M_{vis} < 70$	$45 \leq M_{vis} < 102.5$	Total
Processus $e^+e^- \rightarrow$				
$(e^+e^-)q\bar{q}$	0.89 ± 0.62	0.	0.	0.89 ± 0.62
$q\bar{q}$	0.	0.24	0.05	0.29 ± 0.12
ZZ	0.01	0.07	0.03	0.09 ± 0.01
$We\nu$	0.05	0.43	0.44	0.85 ± 0.05
W^+W^-	0.01	0.43	0.90	1.26 ± 0.08
Fond attendu	0.96 ± 0.62	1.17 ± 0.13	1.42 ± 0.09	3.38 ± 0.64
Données à 183 GeV	0	0	1	1

Tableau III.9: Résultat de la sélection hadronique; le fond attendu et le nombre d'événements de données à $\sqrt{s} = 183$ GeV qui passent la sélection sont donnés pour chaque sous-sélection et pour la combinaison des trois sous-sélections.

III.8.3 Recherche de neutralinos dans le canal 2 jets + \cancel{E} à $\sqrt{s} = 183$ GeV

En partant de la présélection hadronique, on peut élaborer une sélection pour la recherche de neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$; $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^{(*)} \tilde{\chi}_1^0$; $Z^{(*)} \rightarrow q\bar{q}$, ce qui conduit à deux jets avec de l'énergie manquante. Il faut noter que dans ce canal, la définition de ΔM devient $\Delta M = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Le seuil de production $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = \sqrt{s}$ permet d'atteindre des masses de $\tilde{\chi}_2^0$ plus grandes que dans le cas des charginos: le ΔM et la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ pourront donc varier de 0 à \sqrt{s} . La sélection hadronique de charginos n'est pas très efficace pour les neutralinos: les distributions relatives à la forme des événements sont très différentes dans les deux cas; les événements charginos ont plutôt une forme sphérique avec des jets très ouverts alors que les événements neutralinos ont des jets plus fins et acoplanaires. Cela conduira à une utilisation différente des variables T et Y_4 et à l'utilisation de deux autres variables, W_1 et θ_{123} , pour rejeter le fond standard.

Le boson Z produit dans la désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}$ peut être virtuel ou réel lorsque la cinématique le permet. La figure III.45 montre les distributions en masse visible pour un signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ proche du seuil de production et pour différents ΔM . Lorsque ΔM augmente, la masse visible augmente puis se stabilise autour M_Z pour ΔM proche ou supérieur à M_Z . En partant de cette constatation, on définit trois régions en M_{vis} pour l'optimisation:

- $5 \leq M_{vis} < 25$ GeV
- $15 \leq M_{vis} < 70$ GeV
- $65 \leq M_{vis} < 105$ GeV

La production d'un Z réel a une autre conséquence pour le signal à grand ΔM . Considérons la production d'une paire $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ à $\sqrt{s} = 183$ GeV telle que $M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq 183$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 0$ GeV. Le $\tilde{\chi}_2^0$ est quasiment produit au repos, il se désintègre en un boson Z de masse M_Z plus un $\tilde{\chi}_1^0$ de masse nulle. Un calcul cinématique simple permet de montrer que le $\tilde{\chi}_1^0$ emporte dans ce cas une énergie de 68 GeV en moyenne. En conséquence, le boson Z est propulsé dans la direction opposée avec une forte impulsion et se désintègre en jets très acolinéaires. Dans l'autre cas extrême, si on suppose que le ΔM vaut M_Z , la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ conduit à un $\tilde{\chi}_1^0$ et un Z réel sans impulsion de recul et la désintégration du Z conduit à un événement à deux jets très peu acolinéaire. Pour illustrer ceci, la figure III.46 montre la distribution en acolinéarité pour des événements neutralinos avec différents ΔM . Quand ΔM est inférieur à M_Z , les distributions sont semblables à celles des charginos et quand ΔM est supérieur à M_Z , l'acolinéarité augmente progressivement lorsque ΔM augmente.

Le choix des variables de sélection

Pour la région à faible masse visible, on utilise la sous-sélection optimisée pour un signal de chargino à petit ΔM qui donne de bons résultats sur les neutralinos puisqu'elle n'utilise pas de variables liées au nombre de jets ni à la forme des événements. Pour la région intermédiaire en masse visible, on ne peut pas utiliser la sélection des charginos car l'utilisation de la variable Y_4 supprime les événements à deux jets. On utilise la variables W_1 qui mesure la

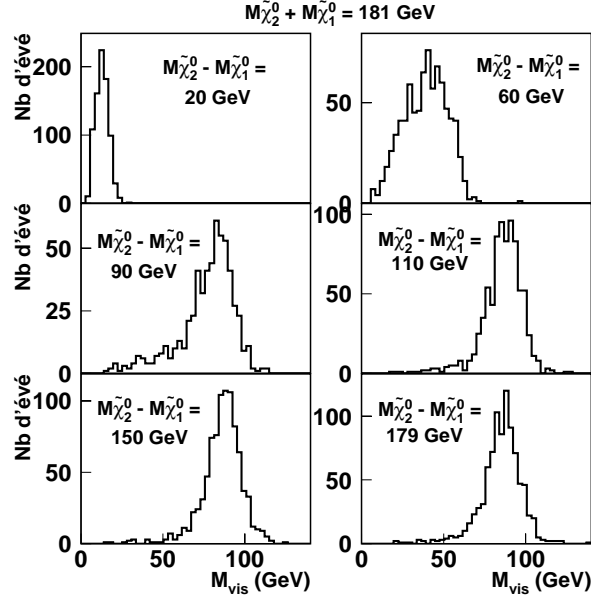


Figure III.45: Distributions en masse visible des événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ produits à $\sqrt{s} = 183$ GeV tel que $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 181$ GeV; les distributions correspondent chacune à un ΔM différent.

largeur du jet le plus fin lorsque l'événement est forcé en deux jets. La figure III.47 montre la distribution de la variable W_1 pour le signal, figure a), et pour les fonds standards les plus importants, figure b), c) et d). Pour le signal, figure a), la distribution est concentrée sur les petites valeurs de W_1 quelque soit le ΔM , c'est typiquement le cas pour des événements à deux jets. C'est aussi le cas pour les événements $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu \rightarrow q\bar{q}'e\nu$ (lorsque l'électron est perdu) puisque l'état final visible dans le détecteur est identique au signal. Une coupure sur W_1 est cependant utile pour supprimer une partie des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ comme le montre la figure b); les événements concentrés autour de $W_1 = 0.75$ correspondent à des désintégrations purement hadroniques des W alors que ceux autour de $W_1 = 0.1$ correspondent à des désintégrations semi-leptoniques des W (la désintégration hadronique d'un lepton τ conduit à un jet fin).

La troisième région en masse visible, $65 \leq M_{vis} < 105$ GeV, correspond aux très grands ΔM ($> M_Z$). Pour sélectionner deux jets acolinéaires, on utilise la variable θ_{123} qui étend la notion d'acolinéarité (où l'événement est forcé en deux jets) au cas où l'événement a une topologie 3 jets ou plus. En pratique chaque événement est forcé en trois jets, et θ_{123} est la somme 2 à 2 des acolinéarités entre les jets. Dans la limite où l'événement a deux jets très fins, c'est le cas de notre signal, on a $\theta_{123} \simeq \theta_{acol}$; par contre, pour des événements avec deux jets larges ou au moins trois jets (désintégrations semi-leptoniques ou hadroniques d'événements W^+W^- par exemple) θ_{123} est plus petit que θ_{acol} . La figure III.48 montre la corrélation entre θ_{123} et θ_{acol} pour un signal de neutralino à grand ΔM et pour le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. On voit une nette séparation entre les deux types d'événements. Pour la sélection à grand ΔM , on utilisera donc θ_{123} plutôt que θ_{acol} .

Sur la figure III.46, nous avons remarqué que le signal avec un ΔM proche de M_Z était

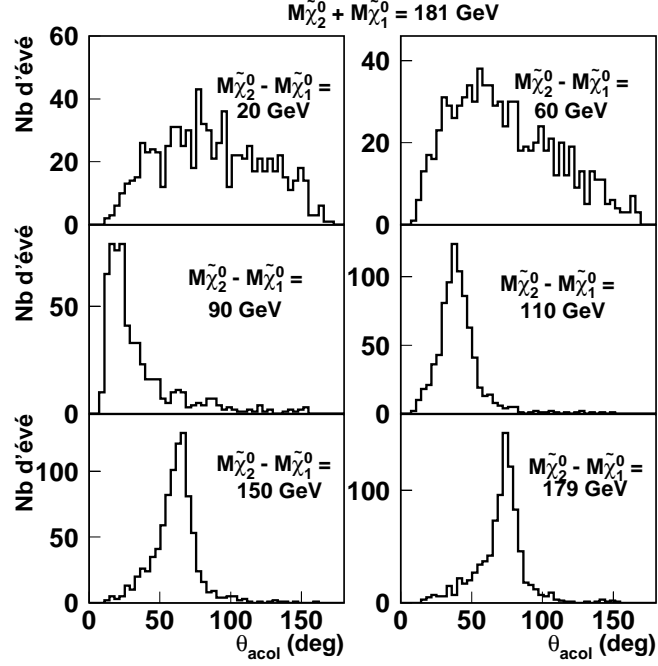


Figure III.46: Distributions en acolinéarité des événements $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ pour plusieurs valeurs de ΔM .

peu acolinéaire (θ_{acol} petit) et en fait, pour obtenir une efficacité non nulle pour ces valeurs de ΔM , il est nécessaire de faire une analyse spécifique pour ce signal. On s'attend à observer un signal avec deux jets fins presque dos à dos; cela implique d'une part des événements avec un faible Y_4 et d'autre part une grande valeur pour la variable T . En sélectionnant les événements avec un petit Y_4 on accepte beaucoup d'événements du type W^+W^- , $W\nu$, ZZ (cf. fig. III.42). Pour minimiser l'effet, on appliquera des coupures plus strictes sur la fenêtre en masse visible: la borne supérieure et la borne inférieure seront ajustées avec les autres paramètres.

Résultat de l'optimisation

Les critères de sélection des neutralinos dans le canal 2 jets + \cancel{E} sont donnés dans le tableau III.10. Les deux premières colonnes donnent les coupures optimisées dans les fenêtres de masse visible initialement choisies: $15 \leq M_{vis} \leq 70$ GeV et $65 \leq M_{vis} \leq 105$ GeV; les valeurs de ΔM utilisées pour le calcul de l'efficacité sont données en dernière ligne du tableau. En troisième colonne on donne les résultats de l'optimisation pour les ΔM proche de M_Z . Afin de conserver une efficacité non négligeable, nous avons optimisé cette dernière sélection en soustrayant les fonds $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

L'efficacité de la sélection (présélection incluse) combinée avec l'efficacité du système de déclenchement est donnée en figure III.49. On voit clairement la transition entre $\Delta M < M_Z$ et $\Delta M \geq M_Z$. Seule la troisième sélection permet d'avoir une efficacité non nulle pour les

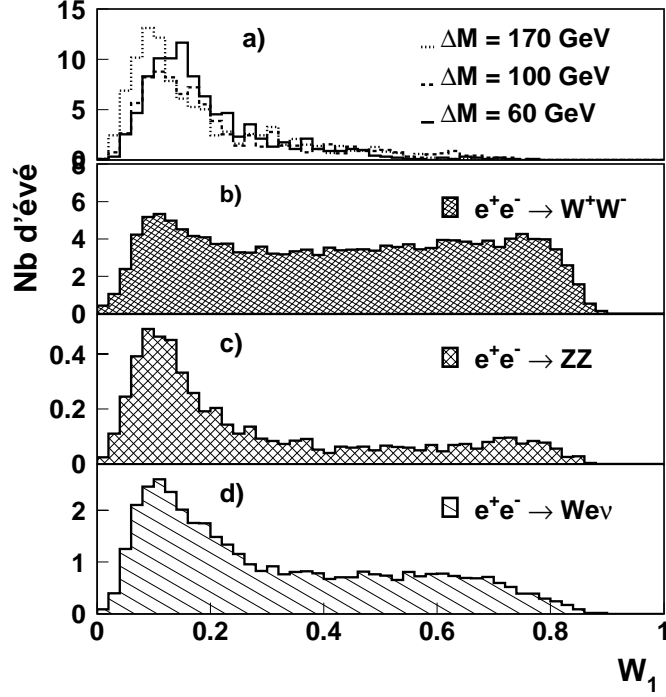


Figure III.47: Distributions de la variable W_1 qui correspond à la largeur du jet le plus étroit pour le signal, figure a), et pour les fonds principaux $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, fig. b), $e^+e^- \rightarrow ZZ$, fig. c) et $e^+e^- \rightarrow We\nu$, fig. d).

ΔM de 90 GeV à 120 GeV. L'efficacité dépend peu de la somme des masses du $\tilde{\chi}_1^0$ et du $\tilde{\chi}_2^0$ sauf autour de la région $\Delta M \sim 90$ GeV.

Résultat des sélections

Le tableau III.11 donne le détail des fonds attendus pour chaque sous-sélection. La dernière ligne donne le nombre d'événements de données qui ont passé les coupures. On remarque un léger excès d'événements dans la troisième colonne alors qu'on a un défaut d'événements dans la première colonne. Au total on attend 7.9 événements et 8 sont observés; on ne voit donc pas d'excès globalement. Afin de comprendre pourquoi on observe un excès de données dans la troisième sélection, nous avons appliqué séquentiellement chacune des coupures sur les événements présélectionnés afin de voir si l'une d'entre elle est à l'origine de cet excès. Nous avons observé une fluctuation du nombre d'événements de données précisément dans la fenêtre de M_{vis} ($80.2 \leq M_{vis} < 99.2$); En relâchant ces coupures, on retrouve en bon accord entre les événements des données et les événements Monte Carlo standards.

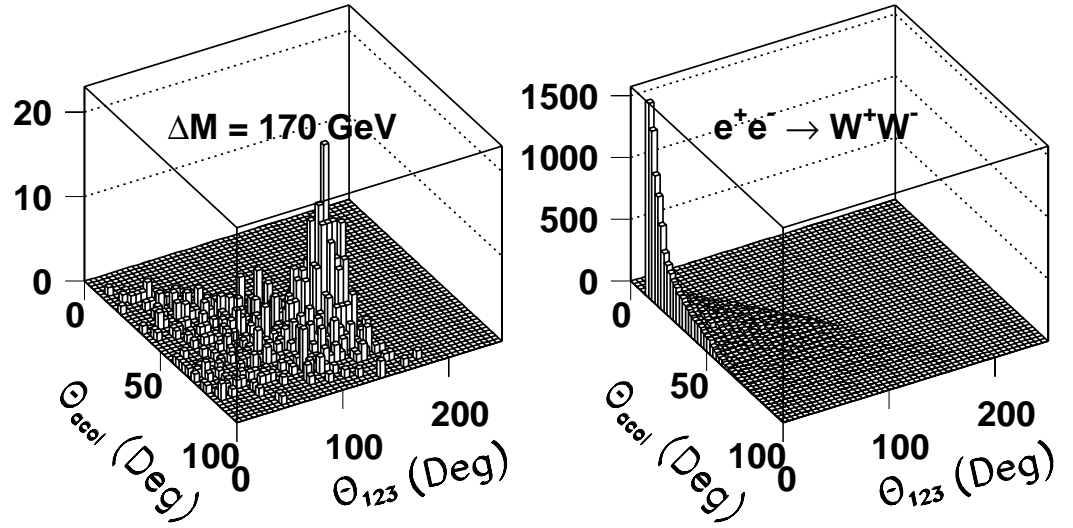


Figure III.48: Distribution de l'acolinéarité θ_{acop} en fonction de θ_{123} pour le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à droite et pour un signal de neutralino à gauche ($M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 181$ GeV).

Fenêtres (GeV)	$15 \leq M_{vis} < 70$	$65 \leq M_{vis} < 105$	$80.2 \leq M_{vis} < 99.2$
N_{tk}	≥ 5		
θ_{acop} (deg)	≥ 26.0	≥ 20.4	≥ 16.2
θ_{acol} (deg)	≥ 23.5		
θ_{123} (deg)		$\geq 105.$	
P_t (GeV/c)	≥ 6.54	≥ 15.0	≥ 12.9
$\sin \theta$	≥ 0.461	≥ 0.330	≥ 0.680
E_t	≥ 0.180	$\geq 0.39.3$	
F_{30}	≤ 0.05		
T			≥ 0.882
Y_{34}			≤ 0.00108
W_1	≤ 0.50		≤ 0.20
Optimisation avec $\Delta M =$ (GeV)	40, 60 et 70	130, 150 et 170	90 et 100

Tableau III.10: Coupures utilisées pour la sélection des événements neutralinos. La sous-sélection correspondant aux petits ΔM est la même que celle des charginos; elle n'est donc pas reportée dans ce tableau.

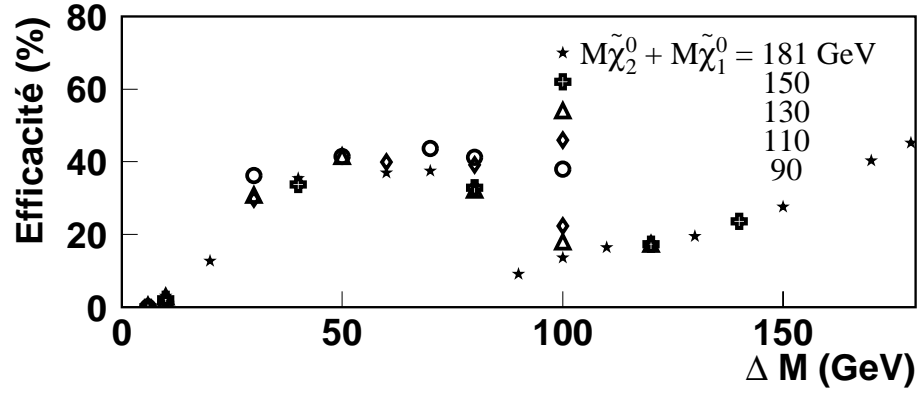
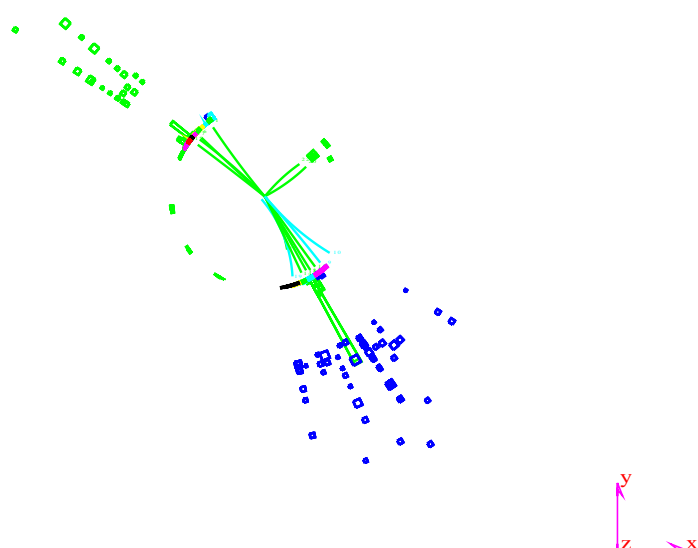


Figure III.49: Efficacité de sélection sur le signal combinée avec l'efficacité de déclenchement en fonction de ΔM , pour plusieurs valeurs de $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0}$.

Fenêtres (GeV)	$19 \leq M_{vis} < 70$	$65 \leq M_{vis} < 105$	$80.2 \leq M_{vis} < 99.2$	Total
Processus $e^+e^- \rightarrow$				
$\tau^+\tau^-$	0.02	0.	0.06	0.08 ± 0.02
$q\bar{q}$	0.14	0.05	0.	0.19 ± 0.1
ZZ	0.69	0.03	0.24	0.96 ± 0.04
$W e \nu$	1.56	1.24	0.87	3.64 ± 0.05
W^+W^-	0.64	0.85	1.78	3.20 ± 0.13
Fond attendu	3.05 ± 0.13	2.16 ± 0.11	2.72 ± 0.12	7.89 ± 0.18
Données ($\sqrt{s} = 183$ GeV)	0	3	5	8

Tableau III.11: Résultat des sélections de neutralinos. La sous-sélection correspondant aux petits ΔM n'est pas indiquée puisque c'est la même que pour les charginos.

Run # 679307 Event # 1740 Total Energy : 106.06 GeV



Transverse Imbalance : .3835		Longitudinal Imbalance : -.3040	
Thrust : .9741	Major : .1427	Minor : .0746	
Event DAQ Time :		970916 225243	

Figure III.50: Un des événements de donnée sélectionné par la quatrième sous-sélection de neutralino. L'événement sélectionné est constitué de deux jets fins dos à dos.

III.8.4 Bilan des analyses de données à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV

Nous avons également recherché des événements charginos et neutralinos dans les données collectées à $\sqrt{s} = 161$ et 172 GeV. Les distributions pour le signal dépendent peu de l'énergie dans le centre de masse e^+e^- . Les sections efficaces des différents processus standards changent notablement avec \sqrt{s} ; par exemple, la section efficace de production des paires W^+W^- vaut 3.24 pb à $\sqrt{s} = 161$ GeV, 12.2 pb à $\sqrt{s} = 172$ GeV et 15.5 pb à $\sqrt{s} = 183$ GeV. La section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q})$ vaut 147 pb à $\sqrt{s} = 161$ GeV et diminue à 107.9 pb à $\sqrt{s} = 183$ GeV, la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ)$ atteint 0.68 pb à 183 GeV (seuil de production des Z réels). En plus des changements de section efficace en fonction de \sqrt{s} , la luminosité intégrée des données recueillies à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV est différente. Pour ces raisons, les sélections ont été optimisées à chaque pas en énergie en utilisant la même méthode que celle décrite à 183 GeV. Les résultats des analyses sont résumés dans le tableau III.12; La dernière ligne donne la combinaison de l'ensemble des analyses à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV en prenant en compte les recouvrements entre les sélections. Aucun excès d'événements n'est observé.

$\sqrt{s} = 161$ GeV L = 10.11 pb^{-1}		
	Fond	Données
Sélection semileptonique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	0.73	0
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	0.79	0
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$)	0.98	0
$\sqrt{s} = 172$ GeV L = 9.67 pb^{-1}		
	Fond	Données
Sélection semileptonique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	0.64	0
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	1.42	2
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$)	2.42	2
$\sqrt{s} = 183$ GeV L = 55.5 pb^{-1}		
	Fond	Données
Sélection semileptonique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	2.54	2
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$)	3.38	1
Sélection hadronique ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$)	8.85	8
Total	18.1	13

Tableau III.12: Résumé des sélections à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV. La luminosité intégrée des données utilisée est de 10.11 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 161$ GeV, 9.67 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 172$ GeV et de 55.5 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Plus de détails sur les sélections et les résultats des analyses à $\sqrt{s} = 161$ et 172 GeV sont disponibles dans la référence [26]. On peut simplement noter quelques différences, entre les analyses à différents \sqrt{s} , dans les efficacités de sélection pour le signal. Pour illustrer ces différences, le tableau III.13 donne d'une part, les efficacités sur un signal de $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ en supposant $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)}) = 1$, et d'autre part, les efficacités sur un signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ en supposant $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}) = 1$. Les efficacités sont plus faibles en générale à $\sqrt{s} = 183$ GeV, cependant, la baisse d'efficacité est largement compensée par le gain en luminosité, de

sorte que les analyses à $\sqrt{s} = 183$ GeV sont plus sensibles que celles à $\sqrt{s} = 161$ et 172 GeV comme nous le verrons dans le chapitre sur l'interprétation des résultats.

		Efficacités de sélection $\varepsilon(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp)$ (%) ($Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)}) = 1$)		
$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV)	$\Delta M = \tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0$ (GeV)	$\sqrt{s} = 183$ GeV	$\sqrt{s} = 172$ GeV	$\sqrt{s} = 161$ GeV
90	10	20.0		
90	30	42.6		
90	60	29.9		
75	10	18.4	38.2	34.8
75	20	30.9	48.7	48.4
75	40	34.3	49.4	42.8
75	60	21.6	26.2	26.3
		Efficacités de sélection $\varepsilon(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ (%) ($Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}) = 1$)		
$M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$\Delta M = \tilde{\chi}_2^0 - \tilde{\chi}_1^0$ (GeV)	$\sqrt{s} = 183$ GeV	$\sqrt{s} = 172$ GeV	$\sqrt{s} = 161$ GeV
160	20	8.9	31.4	27.3
160	50	25.1	32.5	37.0
160	90	10.3	7.5	6.1
160	120	12.1	10.8	4.8
160	150	18.9	30.0	5.1

Tableau III.13: Efficacités de sélection pour quelques points ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$) et ($M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0}, M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$).

III.8.5 Erreurs statistiques

Pour chaque point ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) pour les charginos et ($M_{\tilde{\chi}_2^0}, M_{\tilde{\chi}_1^0}$) pour les neutralinos, on a généré un nombre N d'événements parmi lesquels N_s ont passés les coupures de sélection et les critères de déclenchement. L'efficacité sur le signal vaut donc $\varepsilon = N_s/N$ et l'incertitude statistique sur l'efficacité vaut:

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \quad (\text{III.24})$$

Pour un échantillon de $N=1000$ événements, avec $\varepsilon = 50$ %, on obtient une incertitude statistique de $\Delta\varepsilon = 1.6\%$. Pour l'interprétation des résultats, l'erreur statistique sur l'efficacité sera retranchée au signal de sorte à ne pas surestimer les limites que nous obtiendrons.

III.8.6 Conclusion des recherches

Nous avons recherché des événements charginos dans le canaux de désintégration $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}'$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 q'' \bar{q}'''$ et des événements neutralinos dans le

canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$. Des sélections ont été ajustées avec l'objectif d'obtenir une sensibilité maximum aux événements supersymétriques recherchés. L'analyse des données à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV a montré la compatibilité entre le nombre d'événements de données sélectionnés et le nombre d'événements standards attendus. L'absence d'excès d'événements va améliorer de manière significative les précédentes limites sur la production des charginos et des neutralinos.

Bibliographie

- [1] A.Bartl, H.Fraas, W.Majoretto et B.Mösslacher, "Chargino Production at LEP 200", HEPHY-PUB-561-91.
- [2] Collaboration L3, M.Acciarri et al., Phys. Lett. B350 (1995) 109-119.
- [3] Collaboration L3, M.Acciarri et al., Phys. Lett. B377 (1996) 289-303.
- [4] T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 et JETSET 7.4 Physics and Manual", CERN-TH/7112/93 (1993), revised August 1995; Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.
- [5] A.Bartl, H.Fraas et W.Majoretto, "Production and decay of neutralinos in e^+e^- annihilation", Nuc.Phys. B278 (1986) 1-25.
- [6] SUSYGEN 2.2,
R.Katsanevas et P.Morawitz, IFAE-UAB/97-01, LYCEN 9744.
- [7] EXCALIBUR
F.A. Berends, R. Kleiss et R. Pittau, Nucl. Phys. B 424 (1994) 308;
Nucl.Phys. B 426 (1994) 344; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B 37 (1994) 163;
Phys.Lett. B 335 (1994) 490; Comp. Phys. Comm. 83 (1994) 141.
- [8] KORALW 1.21
M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek et Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 216;
M. Skrzypek, S. Jadach, M. Martinez, W. Placzek et Z. Wąs, Phys. Lett. B 372 (1996) 289.
- [9] BHAGENE3,
J.H. Field, Phys. Lett. B 323 (1994) 432;
J.H. Field et T. Riemann, Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 53.
- [10] KORALZ 4.02,
S. Jadach, B.F.L. Ward et Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503.
- [11] DIAG36
F.A. Berends, P.H. Daverfeldt et R. Kleiss, Nucl. Phys. B 253 (1985) 441.
- [12] PHOJET 1.05,
R. Engel, Z. Phys. C 66 (1995) 203;
R. Engel et J. Ranft, Phys. Rev. D 54 (1996) 4244.

- [13] GEANT 3.15,
R. Brun et al., "GEANT3", CERN DD/EE/84-1, Septembre 1987; le programme GHEISHA (H. Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA 85/02 (1985)) est utilisé pour simulé les interactions hadroniques.
- [14] Collaboration ALEPH, D.Buskulic et al., Z.Phys. C71 (1996) 179.
- [15] J.A.Bakken et al., Nuc.Ins. & Meth. A280 (1989) 25.
- [16] Y.Kayotakis, M.Wadhwa, "Results of the energy calibration on the low energy electromagnetic bumps", note L3 n^o 1727 (1995).
- [17] S.Catani et al., Phys.Lett. B269 (1991) 432-438;
S.Bethke et al., Nuc.Phys. B370 (1992) 310-334.
- [18] A.Favara, M.Pieri, "Search for the Minimal Standard Model Higgs Boson in the $H^o\nu\bar{\nu}$ Channel", Note L3 n^o : 1728.
- [19] L.Lönnblad, C.Peterson and T.Rognvaldsson, Nucl.Phys. B349 (1991) 675;
C.Peterson et al., Comp.Phys.Comm. 81 (1994) 185.
- [20] Collaboration L3, M. Acciarri et al., Phys. Lett. B 411 (1997) 373-386.
- [21] L.Montanet et al., "Review of Particle Properties", Phys.Rev. D50 (1994) 1281.
- [22] Collaboration L3, M.Acciari et al., Phys.Lett. B403 (1997) 168-176;
- [23] J.F.Grivaz, F. Le Diberder, preprint LAL-92-37, Juin 1992.
- [24] I.Rechenberg, "evoC 2.0 user manual", Université Technique de Berlin
- [25] F.James et al., "CERN Program Library Long wruteup D506", (1992).
- [26] X.Chéreau, "Search for Charginos and Neutralinos in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 161 - 172$ GeV.", note L3 n^o 2178 (Nov. 1997).

Chapitre IV

Interprétation des résultats

Introduction

Dans cette partie, j'interpréterai les résultats de ma recherche de charginos et de neutralinos. Etant donné que le nombre d'événements sélectionnés dans les données à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV est compatible avec la prédiction du Modèle Standard, nous en déduirons une limite supérieure sur la section efficace de production des paires de neutralinos et des paires de charginos dans le cadre du MSSM sans contraintes d'unification. Nous combinerons ensuite les résultats des recherches de charginos et neutralinos avec les résultats des recherches de sleptons effectuées dans la collaboration L3, afin d'obtenir des limites inférieures sur les masses des charginos et neutralinos dans le cadre du MSSM contraint.

IV.1 Méthodes pour la détermination d'une limite

IV.1.1 La limite supérieure de Poisson sur le signal

La probabilité d'observer n événements lorsque μ événements sont attendus est régie par la loi de Poisson dans la limite où les nombres n et μ sont petits. Supposons que deux processus soient susceptibles de contribuer à la production de ces n événements: un processus de signal et un processus de fond qui prédit b_s événements (cf. section III.7). Dans la mesure où le nombre d'événements observés est compatible avec le nombre d'événements de fond attendus, on peut mettre une limite supérieure N , sur le nombre d'événements de signal avec un niveau de confiance p . Cette probabilité qui a déjà été donnée dans la section III.7.2 vaut:

$$1 - p = \frac{e^{-(b_s+N)} \sum_{m=0}^n \frac{(b_s+N)^m}{m!}}{e^{-b_s} \sum_{m=0}^n \frac{b_s^m}{m!}} \quad (\text{IV.1})$$

Afin de ne pas sous-estimer la limite N sur le signal, le nombre d'événements de fond pris en compte dans le calcul de b_s ne concerne que les processus de fond standard soustrayables comme nous l'avons précédemment défini dans la section III.7.3, c'est-à-dire tous les fonds

sauf les processus "d'interactions $\gamma\gamma$ " et le processus $e^+e^- \rightarrow W^\pm e^\mp \nu$. Pour chaque processus standard, il y a une incertitude statistique non négligeable sur le nombre d'événements attendu; les erreurs statistiques sont données pour chaque sous-sélection à titre indicatif dans les tableaux III.7, III.9 et III.11 pour l'analyse des données à $\sqrt{s}=183$ GeV. Dans l'estimation du nombre d'événements de fond soustrayable, on retranche cette erreur statistique afin de donner une limite conservative sur le signal.

En résolvant l'équation (IV.1) où b_s et n sont obtenus pour une analyse \mathcal{A} donnée, on détermine la limite supérieure N sur le signal pour un niveau de confiance $p = 95\%$.

IV.1.2 Limite sur la production d'un signal

Considérons une seule analyse \mathcal{A} qui donne le nombre de données sélectionnées n , le nombre de fond attendu soustrayable b_s et l'efficacité sur le signal recherché, ε . A partir de cette analyse, on peut mettre une limite sur la section efficace de production du signal, σ . Le nombre d'événements de signal attendu est:

$$n_s = \mathcal{L}.\sigma.\varepsilon \quad (\text{IV.2})$$

où \mathcal{L} est la luminosité intégrée des données recueillies pour une seule énergie dans le centre de masse. A partir de n et b_s , on peut calculer la limite supérieure sur le signal N de sorte qu'un processus qui produit plus de N événements est exclu par l'analyse \mathcal{A} ; on en déduit la limite suivante sur la section efficace:

$$\sigma \leq \frac{N}{\mathcal{L}.\varepsilon} \quad (\text{IV.3})$$

Il y a une erreur statistique $\Delta\varepsilon$ sur la détermination de l'efficacité de sélection du signal (cf. équation (III.24)); dans le calcul de la limite supérieure sur σ , on prend en compte cette incertitude en remplaçant ε par $\varepsilon - \Delta\varepsilon$.

Dans le cas où on a plusieurs analyses pour la sélection d'un même signal, la combinaison de toutes les analyses ne donne pas nécessairement la meilleure sensibilité au signal recherché. La sensibilité d'une analyse est déterminée par la valeur de la fonction f décrite par la formule (III.22). Lorsqu'on dispose de k analyses pour un type de signal donné, on cherche la combinaison des analyses (il y en a $\sum_{i=1}^k C_k^i$) qui donne la meilleure sensibilité, c'est-à-dire la valeur minimum pour f . On calcul ensuite la limite supérieure sur le signal à partir des paramètres donnés par la meilleure combinaison. Ultérieurement, nous montrerons les sensibilités des différentes combinaisons pour le signal de charginos et le signal de neutralinos.

Combinaisons d'analyses obtenues à différents \sqrt{s}

Pour combiner des analyses obtenues à différentes énergies dans le centre de masse, on suppose que la section efficace de production des charginos ou des neutralinos est indépendante de \sqrt{s} . Ceci permet de combiner les résultats indépendamment d'un modèle particulier. Par

exemple la combinaison d'une analyse \mathcal{A}_1 ($\varepsilon_1, b_{s1}, n_1$) obtenue à $\sqrt{s_1}$ avec une analyse \mathcal{A}_2 ($\varepsilon_2, b_{s2}, n_2$) obtenue à $\sqrt{s_2}$ donne:

$$\sigma \leq \frac{N_{12}}{\mathcal{L}_1 \cdot \varepsilon_1 + \mathcal{L}_2 \cdot \varepsilon_2} \quad (\text{IV.4})$$

où \mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2 représentent respectivement la luminosité intégrée des données pour les analyses \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 . N_{12} est la limite supérieure sur le signal (95 % de niveau de confiance) obtenue pour le nombre d'événements de données $n = n_1 + n_2$ et le nombre d'événements de fond soustrayable $b_s = b_{s1} + b_{s2}$.

Dans le cadre d'un modèle particulier, on peut trouver une loi entre les sections efficaces de production $\sigma_1(\sqrt{s_1})$ et $\sigma_2(\sqrt{s_2})$ d'un même processus à deux énergies différentes: $\sigma_1(\sqrt{s_1})/\sigma_2(\sqrt{s_2}) = g$ où g est une fonction qui dépend en général de la masse des particules produites. La généralisation de la formule (IV.4) donne:

$$\sigma_2 \leq \frac{N_{12}}{\mathcal{L}_1 \cdot g \cdot \varepsilon_1 + \mathcal{L}_2 \cdot \varepsilon_2} \quad (\text{IV.5})$$

Pour interpréter les résultats dans le cadre général du MSSM indépendamment d'un modèle particulier, nous supposons que $\sigma_1(\sqrt{s_1}) = \sigma_2(\sqrt{s_2})$ ce qui revient à utiliser la formule (IV.4).

IV.2 Interprétation hors MSSM contraint

IV.2.1 Interprétation des recherches de charginos

Nous avons calculé notre efficacité de sélection sur le signal de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{+*} W^{-*}$ dans la configuration semi-leptonique (le lepton est un électron ou un muon) et dans la configuration purement hadronique. En supposant que le rapport d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm*})$ vaut 1, on peut mettre une limite sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ indépendamment d'un modèle particulier (la différence entre les modèles dépend principalement du choix des paramètres de brisure de la supersymétrie). Pour cela, on dispose de deux analyses différentes qui sont sensibles au même signal: l'analyse semi-leptonique et l'analyse purement hadronique. Nous allons montrer comment combiner au mieux ces analyses.

Contraintes cinématiques

Pour la sélection des charginos dans les modes de désintégration semi-leptoniques et purement hadronique, les analyses ont été optimisées dans trois fenêtres en masse visible, afin que ces analyses soient sensibles à un signal de chargino sur toute la gamme possible des ΔM . Pour éviter une baisse de l'efficacité de sélection pour un signal réparti sur 2 fenêtres par rapport à un signal bien contenu dans une seule fenêtre, on définit la sélection semi-leptonique et la sélection hadronique comme le "ou" logique de leur trois sous-sélections

respectives. Ceci permet d'obtenir une courbe d'efficacité lisse et continue en fonction du ΔM (cf. figures III.37 pour la sélection semi-leptonique et III.43 pour la sélection hadronique à $\sqrt{s} = 183$ GeV). Cependant, cela signifie que le fond attendu à petit ΔM peut être associé à un signal à grand ΔM ou inversement. Pour remédier à ce problème, on décide d'imposer des contraintes supplémentaires aux sélections qui affectent peu le signal et qui permettent d'attribuer correctement les données sélectionnées et le fond standard à chaque signal de chargino (c'est-à-dire pour chaque couple $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ et pour chaque type de désintégration (semi-leptonique et hadronique). La variable utilisée pour séparer au mieux le signal pour différents ΔM est l'énergie visible E_{vis} .

La figure IV.1 a) montre la distribution en énergie visible pour le fond standard accepté par la sélection semi-leptonique à $\sqrt{s} = 183$ GeV. On a surimposé sur cette figure les deux événements des données qui passent la sélection. La figure IV.1 b) montre les distributions pour le signal pour différents ΔM après sélection. On remarque que chaque distribution correspond à une région en énergie visible différente. Pour chaque couple $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$, on décide donc d'appliquer une coupure inférieure et une coupure supérieure en énergie visible, qui contiennent au moins 99 % du signal; le fond et les données qui passent ces coupures supplémentaires seront attribuées à ce signal.

Remarque:

Sur la figure IV.1 b), les distributions en énergie visible ont été obtenues pour les couples $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90 \text{ GeV}, \Delta M = 10, 30, 50 \text{ GeV})$. Lorsque la masse du chargino diminue, ces distributions s'étalent: les fenêtres en énergie visible sont donc plus larges. Pour la sélection hadronique, les distributions en énergie visible pour le signal sont similaires.

Interpolation dans le plan $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} / M_{\tilde{\chi}_1^0}$

Nous avons généré 24 lots d'environ 1000 à 2000 événements pour chaque type de désintégrations, uniformément répartis dans le plan $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} / M_{\tilde{\chi}_1^0}$. Pour obtenir l'efficacité de sélection en chaque point du plan $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} / M_{\tilde{\chi}_1^0}$, on fait une interpolation linéaire des efficacités suivant le ΔM puis suivant la masse du chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Pour l'estimation des données et du fond en chaque point, on procède de la même manière pour les bornes inférieures et supérieures en énergie visible.

Combinaison des sélections semi-leptonique et hadronique à $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$

Les deux sélections avec leurs contraintes sur E_{vis} donnent pour chaque couple $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$, l'efficacité sur le signal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{(*)} W^{(*)}$, le fond total attendu dont le fond soustrayable et le nombre d'événements de données sélectionnés. La figure IV.2 a) montre, pour une masse de chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90 \text{ GeV}$, l'évolution du nombre d'événements de fond total et de fond soustrayable attendu en fonction du ΔM après interpolation. On voit des effets de fluctuations statistiques sur le nombre d'événements total attendu. Pour le fond soustrayable, on a retranché l'incertitude statistique pour chaque processus. Cette estimation servira pour le calcul des limites sur la section efficace de production des charginos. Nous avons surimposé au fond le nombre d'événements des données qui interviennent pour le calcul de la limite

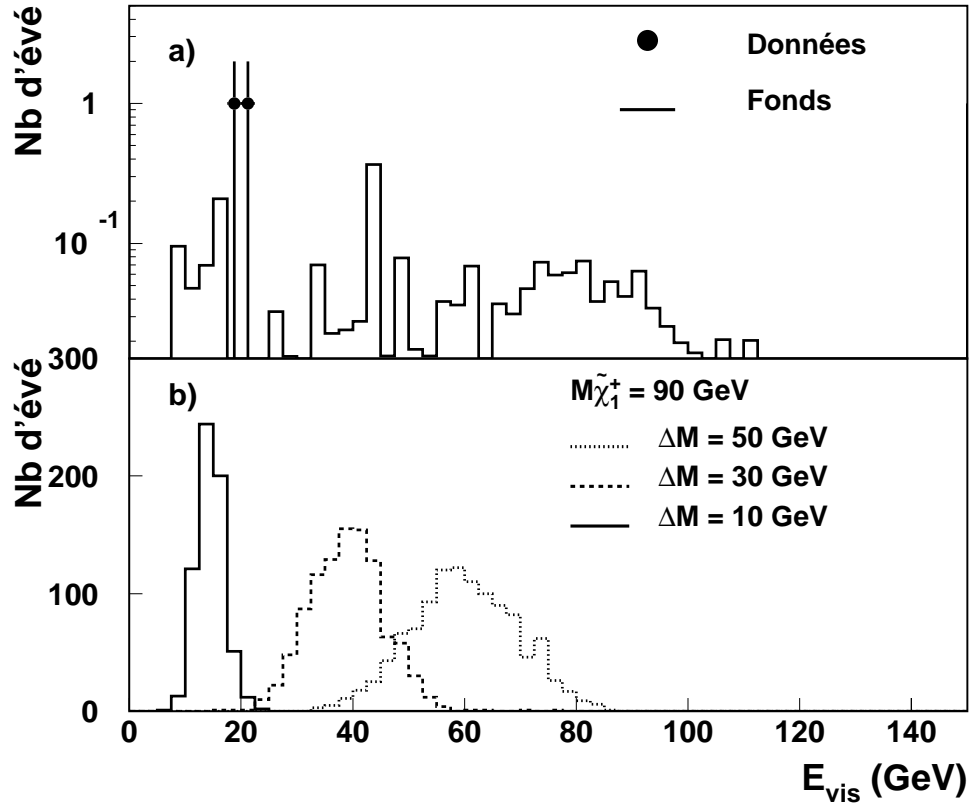


Figure IV.1: La figure a) montre le nombre d'événements attendus et le nombre d'événements sélectionnés dans les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV, qui passent la sélection semi-leptonique, en fonction de l'énergie visible. La figure b) montre les distributions correspondant à un signal de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q}'$ pour trois ΔM différents et pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV.

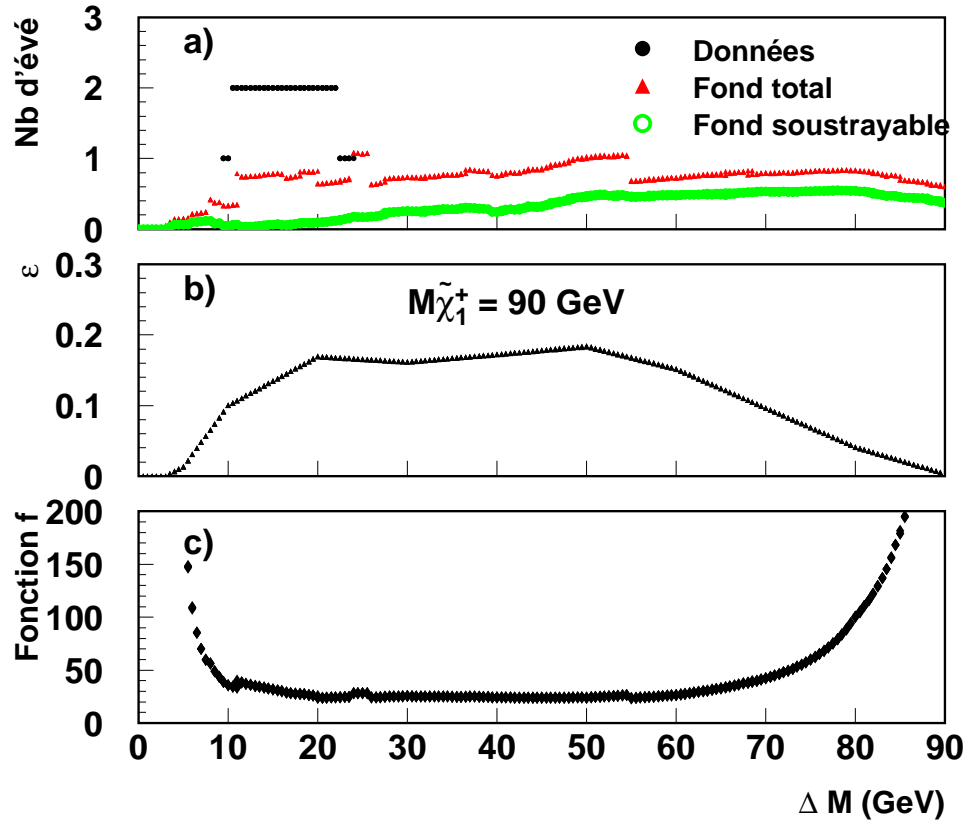


Figure IV.2: La figure a) montre l'évolution du nombre d'événements des données, de fond total et de fond soustrayable en fonction de ΔM . La figure b) montre la courbe d'efficacité sur un signal de chargino ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90 \text{ GeV}$) et la figure c), l'évolution de f en fonction de ΔM . Les figures a), b) et c) sont obtenues après contraintes sur l'énergie visible.

sur la section efficace; ces données retenues par la sélection semi-leptonique n'interviendront que pour les petits ΔM .

La figure IV.2 b) montre l'efficacité de la sélection semi-leptonique sur le signal de chargino $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 W^{+(*)} W^{-(*)}$ après contraintes sur l'énergie visible; on a utilisé les rapports d'embranchement suivants pour la désintégration du W : $Br(W^{(*)} \rightarrow q\bar{q}') = 67.9\%$ et $Br(W^{(*)} \rightarrow l\nu) = 10.8\%$ [1].

Remarque: La sélection semi-leptonique accepte une bonne partie des événements charginos dont l'état final est $\tau\nu_\tau q\bar{q}' \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, lorsque le τ^\pm se désintègre leptons: $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ et $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$. Ces événements sont pris en compte dans la courbe d'efficacité IV.2 b). De même, la sélection hadronique accepte des événements charginos dont l'état final est semi-leptonique (τ inclus) et qui sont rejetés par la sélection semi-leptonique; ces événements sont également pris en compte dans le calcul de l'efficacité.

La figure IV.2 c) montre la fonction d'optimisation f calculée en fonction de ΔM . Cette fonction est calculée indépendamment du nombre d'événements sélectionnés dans les données et représente la sensibilité de la sélection semi-leptonique.

La meilleure combinaison des sélections semi-leptonique et hadronique est celle qui donne la meilleure sensibilité. La figure IV.3 a) montre la sensibilité en fonction de ΔM ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV) pour les trois combinaisons possibles suivantes:

- Sélection semi-leptonique seule avec contraintes cinématiques.
- Sélection hadronique seule avec contraintes cinématiques.
- "ou" logique des deux sélections avec leurs contraintes cinématiques.

Comme on peut le voir la meilleure des combinaisons est la troisième pour une large gamme de ΔM , cependant, lorsque $\Delta M > 85$ GeV, la meilleure sensibilité est obtenue pour la première combinaison (sélection semi-leptonique seule).

La figure IV.3 b) donne la limite sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ en fonction de ΔM (pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV) en supposant que le rapport d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)})$ vaut 1. Cette limite signifie qu'un signal de chargino dont la section efficace de production σ est supérieure à σ_{lim} est exclu à 95 % de niveau de confiance. σ_{lim} est calculée à partir de la meilleure combinaison des sélections pour chaque couple $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$. Les cassures de la courbe autour de $\Delta M = 12$ GeV et $\Delta M = 23$ GeV correspondent à l'influence des deux événements des données provenant de la sélection semi-leptonique, et celle autour de $\Delta M = 68$ GeV correspond à l'événement retenu par la sélection hadronique.

Remarque :

Notons que si $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)}) \neq 1$, on obtient une limite non pas sur $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ mais sur $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-). Br^2(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)})$.

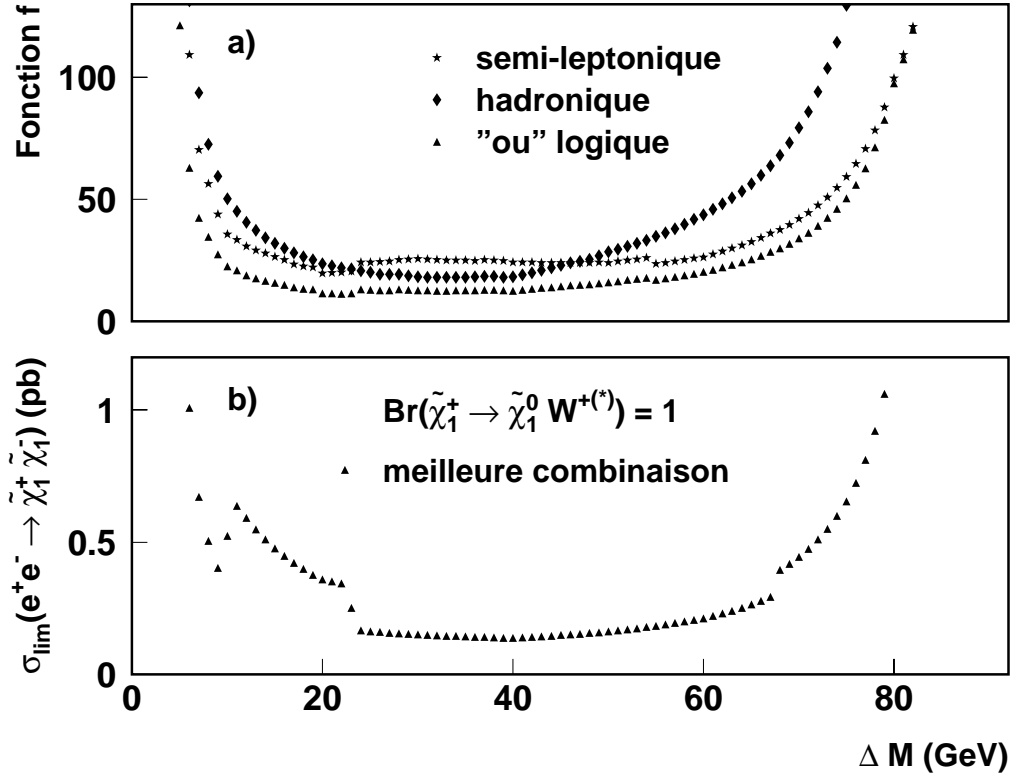


Figure IV.3: La figure a) montre la valeur de la fonction de sensibilité f en fonction de ΔM pour la sélection semi-leptonique, pour la sélection hadronique et pour l'association de deux sélections. La figure b) donne la section efficace limite, en fonction de ΔM , obtenue avec la meilleure combinaison des sélections en supposant que $\text{Br}(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)}) = 1$. Ces deux figures sont obtenues pour une masse de chargino $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 90$ GeV.

\sqrt{s} (GeV)	luminosité utilisée (pb^{-1})
161	10.10 pm 0.08
172	9.70 pm 0.08
183	55.5 pm 0.4

Tableau IV.1: Luminosité intégrée des données utilisées dans les analyses des données à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV

Combinaison des données à 161, 172 et 183 GeV

En supposant que la section efficace de production des charginos est indépendante de \sqrt{s} , on peut combiner les résultats des recherches de charginos à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV grâce à la formule (IV.4). Dans ce rapport, l'efficacité de sélection est pondérée par la luminosité intégrée des données. Dans les analyses à 161, 172 et 183 GeV, nous avons utilisé les luminosités intégrées indiquées dans le tableau IV.1.

Sur le modèle de ce qui est décrit dans la section précédente, nous avons utilisé la meilleure combinaison des analyses établies à différents \sqrt{s} pour chaque couple $(M_{\tilde{\chi}_1^\pm}, \Delta M)$. La figure IV.4 montre dans le plan $M_{\tilde{\chi}_1^0}/M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ les limites sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$, calculées avec cette combinaison des analyses; on fait toujours la supposition que le rapport d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)})$ vaut 1. On voit que pour des masses de charginos plus grandes que 70 GeV et pour un ΔM proche de 40 GeV, on peut exclure à 95 % de niveau de confiance un signal de chargino avec une section efficace de production plus grande que 0.15 pb . Dans la région $15 \leq \Delta M \leq 65$ GeV, qui représente plus de la moitié du plan $M_{\tilde{\chi}_1^0}/M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, on exclut un signal de chargino avec une section efficace supérieure à 0.4 pb . Pour des ΔM proches de 0, on ne peut pas mettre de limite sur la section efficace de production car l'efficacité de sélection est quasiment nulle. Lorsque la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est presque nulle et que les charginos ont une masse proche du seuil de production, les événements attendus ont peu d'énergie manquante et sont noyés dans le fond standard. Dans cette région la section efficace limite est inférieure à 16 pb .

On remarque des échelons dans les contours pour $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 86$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 80.5$ GeV qui correspondent respectivement à l'introduction des données à 172 et 161 GeV. Il faut noter que les données collectées à $\sqrt{s} = 130, 136$ et 140 GeV ne sont pas incluses dans cette figure (la somme des luminosités intégrées de ces données représente moins de 10 pb^{-1}).

IV.2.2 Interprétation des recherches de neutralinos

Dans les données obtenues à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV, nous avons cherché des événements neutralinos du type $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ dans le cas où $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$ (par l'intermédiaire d'un boson Z réel ou virtuel). Comme dans le cas des charginos, on peut mettre une limite supérieure sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ en supposant que le rapport d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)})$ vaut 1; cette supposition est valable lorsque la masse des particules scalaires est grande par rapport à la masse du Z .

Les analyses de neutralino utilisées sont constituées de sous-sélections indépendantes sensibles au signal sur tout le plan $M_{\tilde{\chi}_2^0}/M_{\tilde{\chi}_1^0}$. La méthode utilisée pour obtenir les limites sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ est similaire à ce qui a été fait pour les charginos: nous avons appliqué des contraintes cinématiques sur l'énergie visible (coupures E_{min} et E_{max}) pour chaque signal de neutralino à partir des distributions d'événements Monte Carlo; nous avons généré 64 lots de 1000 à 2000 événements à $\sqrt{s} = 183$ GeV (40 lots à 161 et 172 GeV), répartis uniformément sur tout le plan $M_{\tilde{\chi}_2^0}/M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (excepté la région correspondant aux recherches à LEP1). Nous avons simulé plusieurs lots d'événements dans la région $\Delta M \simeq 90$ GeV, là où l'efficacité de sélection passe par un minimum (l'effet est le plus fort proche du seuil de production: $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 170$ GeV). Afin d'obtenir les efficacités

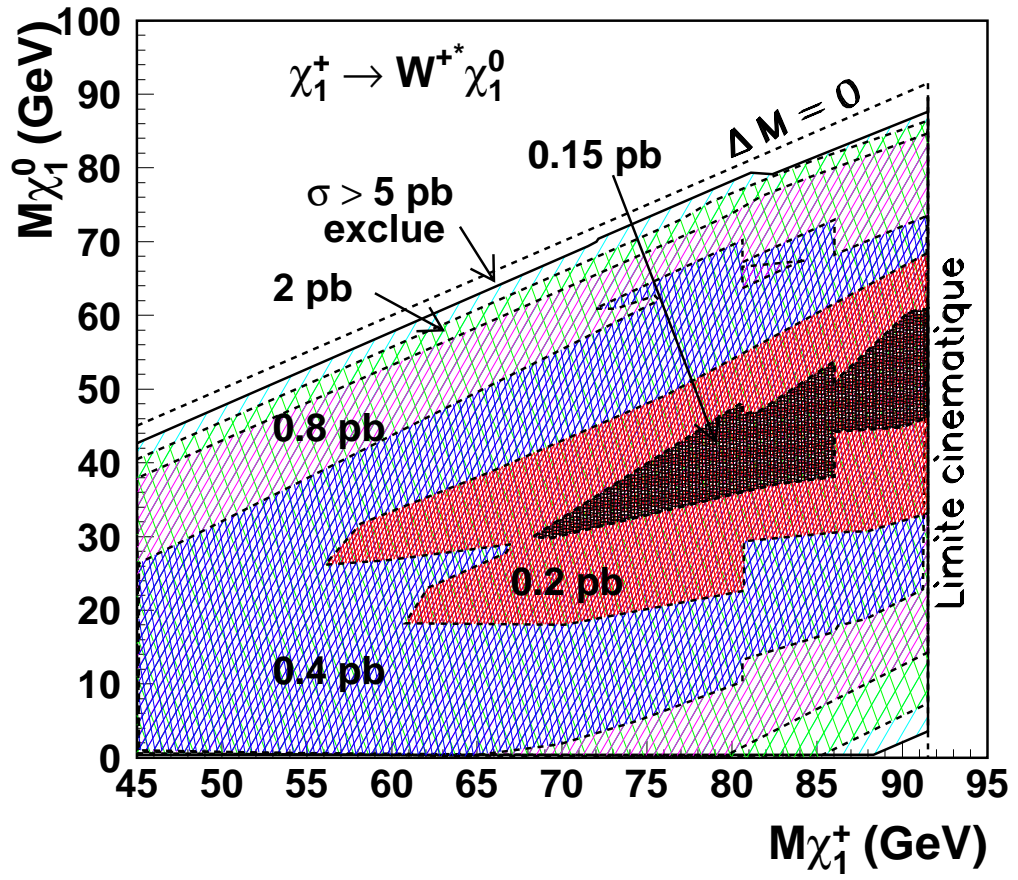


Figure IV.4: Les contours montrent les valeurs des sections efficaces limites $\sigma_{lim}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et de $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ en supposant que $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm(*)} \tilde{\chi}_1^0) = 1$: une production de charginos dont la section efficace est supérieure à la section efficace limite est exclue à 95 % de niveau de confiance.

intermédiaires en chaque point du plan $M_{\tilde{\chi}_2^0}/M_{\tilde{\chi}_1^0}$, ainsi que les nombres d'événements de fond total, de fond soustrayable et de données, nous avons effectué une interpolation linéaire des efficacités et des valeurs des coupures E_{min} et E_{max} suivant le ΔM puis suivant la somme $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0}$.

Combinaison des sélections à $\sqrt{s}=183$ GeV

A 183 GeV, on dispose de 4 sous-sélections plus ou moins sensibles en fonction du ΔM . Pour l'interprétation des résultats des recherches de neutralinos, nous allons traiter les 4 sous-sélections comme 4 analyses indépendantes et rechercher la combinaison de ces analyses qui donne la meilleure sensibilité au signal comme cela a été fait pour les deux canaux de recherche d'événements charginos. Les 4 sous-sélections engendrent 15 combinaisons possibles. A titre d'exemple, la figure IV.5 montre l'évolution de la fonction de sensibilité f en fonction du ΔM pour une somme de masse $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 176$ GeV. Les points représentent la sensibilité de chacune des 4 sous-sélections prises indépendamment alors que la ligne continue représente la combinaison qui donne la meilleure sensibilité parmi les 15 combinaisons possibles.

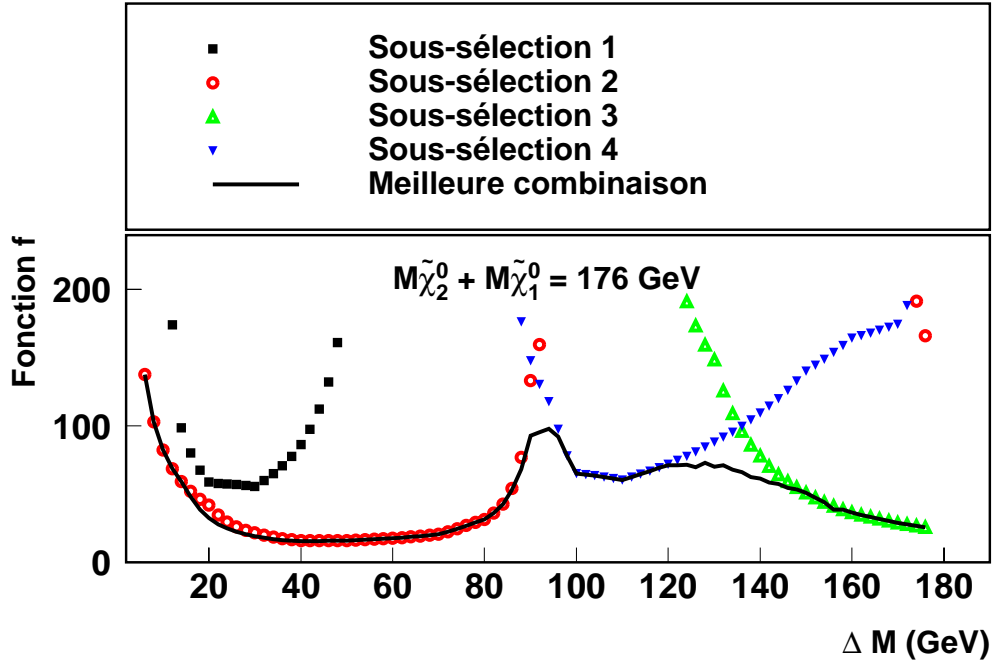


Figure IV.5: Sensibilité en fonction du ΔM ($M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} = 176$ GeV) pour les quatre sous-sélections de l'analyse neutralino et pour la meilleure combinaison de ces sous-sélections.

Bien entendu, le choix de la meilleure combinaison est fait indépendamment du nombre d'événements de données sélectionnés. Nous avons décidé d'utiliser cette méthode pour les neutralinos étant donné les nombres assez importants d'événements attendus pour chaque sous-sélection. La meilleure sélection est rarement la somme de toutes les sous-sélections: considérons deux analyses (1) et (2) sensibles à un même signal et sans recouvrement pour simplifier le propos; la première obtient une efficacité de 40 % sur le signal pour un fond

attendu de 3 événements et l'autre, une efficacité de 5 % pour un fond de 2 événements. La meilleure combinaison entre les analyses (1), (2) et (1+2), basée sur le calcul de la fonction f , est l'analyse (1). La combinaison (1+2) obtient une efficacité de 45 % pour un fond de 5 événements; le gain d'efficacité dans ce cas ne peut compenser l'introduction d'un fond supplémentaires de 2 événements par rapport à l'analyse (1).

Combinaison des analyses à $\sqrt{s}=161, 172$ et 183 GeV

Le principe est le même que dans le cas des charginos. On suppose que la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ est indépendante de \sqrt{s} . La limite à 95 % de niveau de confiance est obtenue pour la combinaison des analyses donnant la plus grande sensibilité (pour la combinaison, les efficacités sont pondérées par la luminosité intégrée recueillie à chaque pas en énergie). La figure IV.6 montre les limites sur cette section efficace dans le plan $M_{\tilde{\chi}_1^0}/M_{\tilde{\chi}_2^0}$ en supposant que $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}) = 1$. On peut exclure une production de $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ supérieure à 0.25 pb lorsque $25 \leq \Delta M \leq 70$ GeV. Pour les ΔM proches de 0, on ne peut pas mettre de limite sur la section efficace car l'efficacité de la sélection est très faible. Dans la région à grand ΔM ($\Delta M \geq 90$ GeV), la plus mauvaise limite sur la section efficace de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ est de 2.5 pb. La région où $M_{\tilde{\chi}_2^0} + M_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 91.2$ GeV concerne les recherches directes de neutralinos à LEP1 ($\sqrt{s} = M_Z$) [2] (limites sur les productions $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ lorsque les $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègrent en $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^* \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}$ et en $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$) et les contraintes provenant des mesures précises de la largeur de désintégration du Z [1], [3].

IV.3 Interprétation dans le cadre du MSSM contraint

Les limites obtenues dans les sections précédentes étaient indépendantes d'un modèle spécifique: on se plaçait dans le cadre du MSSM sans conditions particulières sur le mode de brisure de la supersymétrie et sur l'unification des paramètres à grande échelle (M_{GUT}). Il est intéressant cependant d'interpréter ces recherches dans le cadre d'un modèle spécifique ou l'on suppose l'existence d'une échelle de grande unification: le MSSM contraint [4]. Ce modèle est entièrement décrit par 5 paramètres: $\tan\beta = v_1/v_2$, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs, M_2 , le paramètre de masse des jauginos, μ , le paramètre de masse des higgsinos, m_0 , la masse commune des scalaires à l'échelle d'unification M_{GUT} et A , le couplage trilinéaire dans le secteur des bosons de Higgs. Ce dernier paramètre n'intervient pas dans notre interprétation.

Dans le cadre de ce modèle, les masses des partenaires supersymétriques, les sections efficaces de productions et les rapports d'embranchement dont nous avons besoin sont entièrement calculables à partir des quatre paramètres $\tan\beta$, M_2 , μ et m_0 . Pour cela, nous avons utilisé le programme Monte Carlo SUSYGEN; nous avons fait varier les quatre paramètres entre les bornes suivantes:

$$\begin{aligned} 0 &\leq M_2 < 2000 \text{ GeV} & -500 &\leq \mu \leq 500 \text{ GeV} \\ 10 &\leq m_0 \leq 500 \text{ GeV} & 1 &\leq \tan\beta \leq 40 \end{aligned} \tag{IV.6}$$

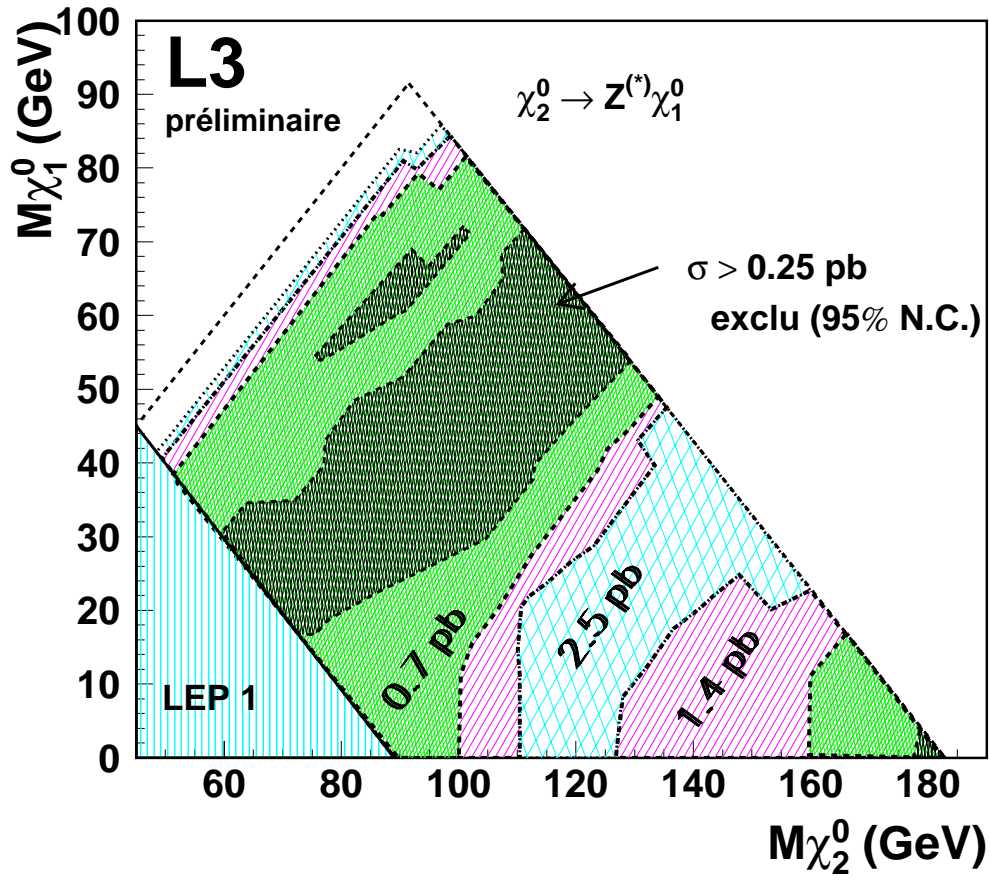


Figure IV.6: Les contours montrent les valeurs des sections efficaces limites $\sigma_{lim}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ en fonction de $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ et de $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ en supposant que $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^{(*)} \tilde{\chi}_1^0) = 1$: une production de neutralinos dont la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ est supérieure à la section efficace limite σ_{lim} est exclue à 95 % de niveau de confiance.

La masse des charginos et des neutralinos dépend uniquement des paramètres M_2 , μ et $\tan\beta$; nous avons donc fait varier le paramètre M_2 par pas de 1 GeV et le paramètre μ par pas de 0.5 GeV, pour les valeurs de $\tan\beta$ suivantes:

$$\tan\beta = 1, 1.2, 1.41, 1.5, 1.6, 1.8, 2, 2.2, 5, 10, 40 \quad (\text{IV.7})$$

Nous savons que les charginos et les neutralinos peuvent se désintégrer par l'intermédiaire de particules supersymétriques scalaires, ce qui a pour effet de diminuer les rapports d'embranchement $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^{\pm(*)}\tilde{\chi}_1^0)$ et $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^{(*)}\tilde{\chi}_1^0)$. La masse des particules scalaires est dominée par le paramètre m_0 (au moins lorsque m_0 est grand devant M_Z), comme nous l'avons vu dans la formule (I.37). Dans un premier temps, nous interpréterons les résultats des recherches de charginos et de neutralinos dans le cas où le paramètre m_0 est grand, ce qui revient à supposer que les scalaires n'interviennent pas ou très peu dans la production et la désintégration des charginos et des neutralinos.

Dans le cas où le paramètre m_0 est petit devant M_Z , les particules scalaires supersymétriques peuvent être plus légères que les charginos ou les neutralinos (il existe des cas où $M_{\tilde{\nu}} \leq M_{\tilde{\chi}_1^0}$, le $\tilde{\nu}$ devient alors la LSP; le $\tilde{\chi}_1^0$ reste cependant invisible puisqu'il se désintègre en $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu\tilde{\nu}$). Dans ce cas, les charginos et neutralinos se désintègrent par l'intermédiaire de particules scalaires, principalement des sleptons droits ($\tilde{l}_R = \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R$ et $\tilde{\tau}_R$), ce qui conduit à un état final purement leptonique avec de l'énergie manquante. Il est alors plus judicieux de faire une recherche directe des sleptons; ces particules sont produites par paires dans les collisions $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R\tilde{l}_R$ (on peut aussi produire des sleptons gauches \tilde{l}_L cependant, ils sont attendus avec une masse supérieure à celle des sleptons droits \tilde{l}_R). Une recherche de sleptons a été effectuée dans l'expérience L3 [6] [7]. Dans cette recherche, aucun excès d'événements n'a été observé, ce qui a conduit à exclure une partie de l'espace des paramètres du MSSM contraint dans le cas où m_0 est petit. L'association des recherches de sleptons d'une part et des recherches de charginos et neutralinos d'autre part permet de mettre des limites indépendantes de tout paramètre dans ce modèle spécifique.

IV.3.1 Limite sur la masse des charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$

Lorsque le paramètre m_0 est grand, seules les recherches de charginos et de neutralinos contribuent, puisque les particules scalaires ont une masse trop grande pour être accessible. Les figures IV.7 a) et b) montrent les régions exclues à 95 % de niveau de confiance dans le plan M_2/μ pour 2 valeurs différentes de $\tan\beta$: $\tan\beta = 1.41$ (fig. a) et $\tan\beta = 40$ (fig. b). Ces figures comportent deux zones d'exclusion; la première courbe délimite l'espace des paramètres qui a été exclu en combinant les résultats des recherches de neutralinos à LEP1 [2] et les résultats des recherches de charginos et de neutralinos à $\sqrt{s} = 130, 136$ et 140 GeV [5]. La deuxième courbe montre l'extension du domaine d'exclusion lorsqu'on introduit les résultats des recherches de charginos et de neutralinos jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV. La plus grande partie du domaine est exclue par la recherche de charginos; en particulier, dans la région $|\mu| > 150$ GeV, seule la recherche de charginos contribue, car les neutralinos sont de type jaugino et ne se couplent pas au Z. Dans cette région, la section efficace de production des charginos est de plusieurs pb; de plus, cette région correspond à une différence de masse $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ typique de 20 à 50 GeV (région la plus favorable). En conséquence, la limite de la

zone exclue correspond à la limite cinématique. Lorsque $M_2 \geq 200$ GeV, les sections efficaces de production des charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et de neutralinos $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0$ sont de l'ordre de quelques pb (~ 2 pb pour les charginos et ~ 1 pb pour les neutralinos), cependant, plus M_2 devient grand, plus les différences de masses $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$ diminuent ($M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 25, 5, 2.5$ GeV et $M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 60, 10, 5$ GeV respectivement pour $M_2 \simeq 200, 1000, 2000$ GeV). En conséquence, l'exclusion atteint la limite cinématique pour les charginos seulement lorsque $M_2 \leq 700$ GeV. On peut donc mettre une limite inférieure de 90.5 GeV sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ lorsque $m_0 = 500$ GeV et $M_2 \leq 700$ GeV, indépendamment de μ et de $\tan\beta$.

Cette limite est valable quelque soit la valeur de $\tan\beta$ parmi la liste des valeurs que nous avons utilisées (liste mentionnée précédemment (IV.7)). La figure IV.8 montre la limite sur la masse du chargino en fonction de M_2 , lorsqu'il est de type Higgsino ($|\mu| \ll M_2$). On voit que la limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ diminue fortement lorsque M_2 atteint 1000 à 2000 GeV; La ligne en trait pointillé correspond à la précédente limite obtenue en combinant les données à $\sqrt{s} \leq 172$ GeV et la ligne en trait plein correspond à la nouvelle limite incluant les données à $\sqrt{s} = 183$ GeV. A faible $\tan\beta$ ($\tan\beta < 2$, c'est le cas sur la figure IV.8) et pour $180 < M < 350$ ($\mu < 0$), la région exclue par la recherche de neutralinos, s'étend au-delà de la limite cinématique des charginos; par exemple, on peut exclure un chargino jusqu'à 95 GeV dans la région $M \sim 200$ GeV ($\mu < 0$) pour $\tan\beta = 1.41$.

Remarque : Lorsque le paramètre m_0 augmente, la masse des particules scalaires augmente et les limites précédentes sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ restent valables. Lorsque m_0 diminue, on doit distinguer 2 cas pour la limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$: Si le $\tilde{\chi}_1^\pm$ et le $\tilde{\chi}_2^0$ sont de type Higgsino ($M_2 \gg |\mu|$), les sections efficaces de production $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ et $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ ne dépendent pas de la masse des sleptons car ceux-ci ne se couplent pas aux composantes higgsinos des charginos et neutralinos. Pour les mêmes raisons, les sleptons n'interviennent pas dans les désintégrations impliquant les $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^0$. Les limites obtenues dans le secteur Higgsino sont indépendantes de m_0 . Dans le secteur jaugino ($|\mu| \gg M_2$), seule la recherche de charginos contribue. Dans ce cas, la section efficace de production des charginos dépend fortement de la masse du $\tilde{\nu}_e$ et peut diminuer de un ordre de grandeur lorsque la masse du sneutrino est de l'ordre de 60 à 90 GeV. De plus la désintégration $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\nu}$ devient dominante lorsque $M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > M_{\tilde{\nu}}$. La zone d'exclusion dans le secteur jaugino obtenue avec la recherche de charginos varie donc fortement lorsque m_0 atteint ~ 100 GeV. Il est néanmoins possible, en incluant les recherches de sleptons, de mettre une limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ lorsqu'il est de type jaugino.

La figure IV.9 montre la limite sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de la masse du sneutrino $\tilde{\nu}$. La limite précédente obtenue pour $\sqrt{s} \leq 172$ GeV et la nouvelle limite obtenue pour $\sqrt{s} \leq 183$ GeV sont indiquées. Lorsque m_0 diminue, la masse du sneutrino diminue et pour $m_{\tilde{\nu}} \geq 100$ GeV seule la recherche de charginos contribue; L'exclusion atteint presque la limite cinématique. Lorsque la masse du sneutrino devient plus faible que la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$, l'exclusion provient essentiellement de la recherche de sleptons; on voit en particulier que la zone exclue, dans ce cas, s'étend bien au-delà de la limite cinématique de 91.5 GeV: nous rappelons que la masse des particules scalaires dépend aussi de $m_{1/2}$ et donc de M_2 . On obtient ainsi une limite inférieure de 88 GeV sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ de type jaugino, indépendante de m_0 , lorsque $\mu = -200$ GeV et $\tan\beta = 1.41$.

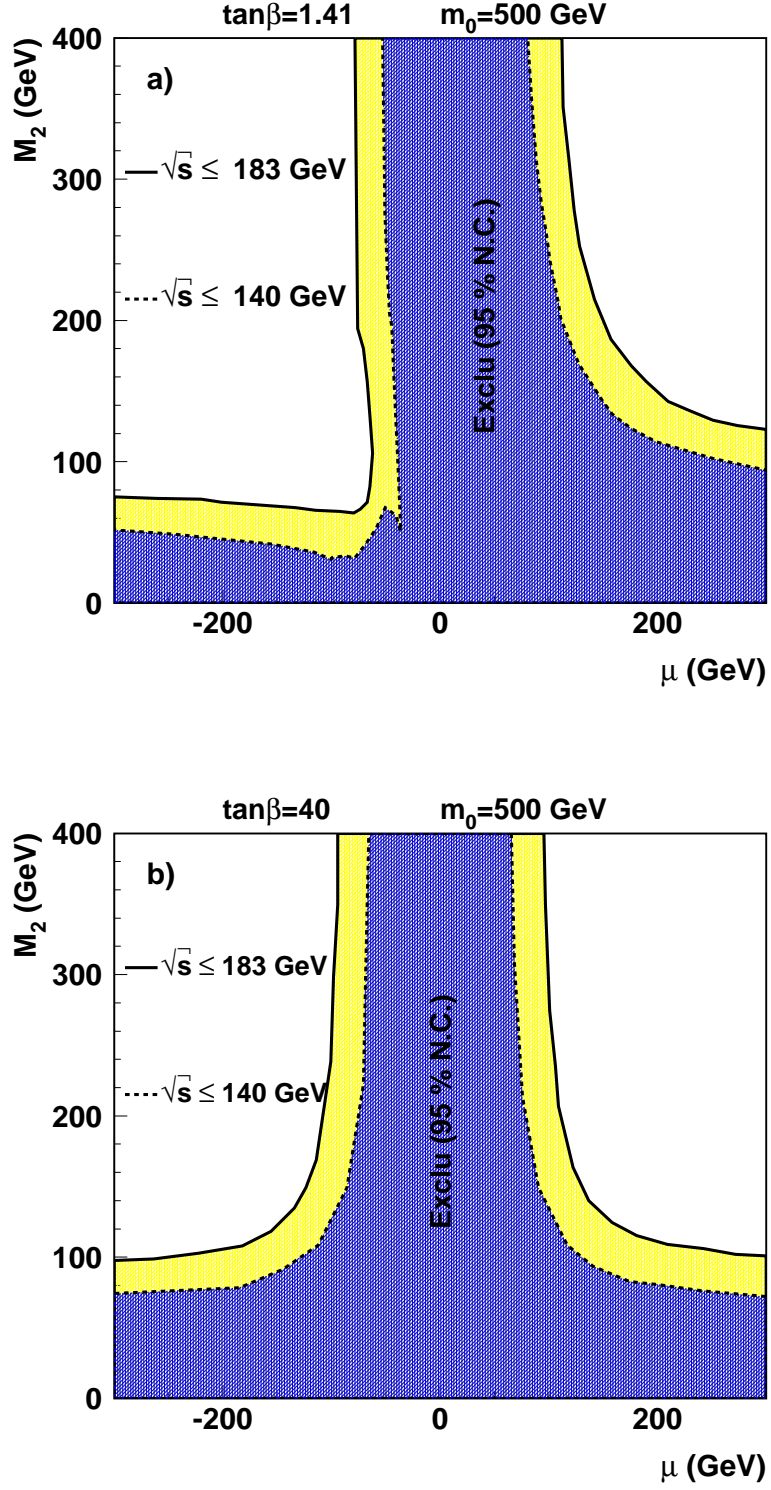


Figure IV.7: Exclusions dans le plan M_2/μ . La région exclue pour $\sqrt{s} \leq 140$ GeV est obtenue en combinant les recherches de neutralinos à LEP1 et les recherches de charginos et de neutralinos à $\sqrt{s} = 130, 136$ et 140 GeV. L'interprétation des résultats obtenus jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV augmente largement le domaine exclu.

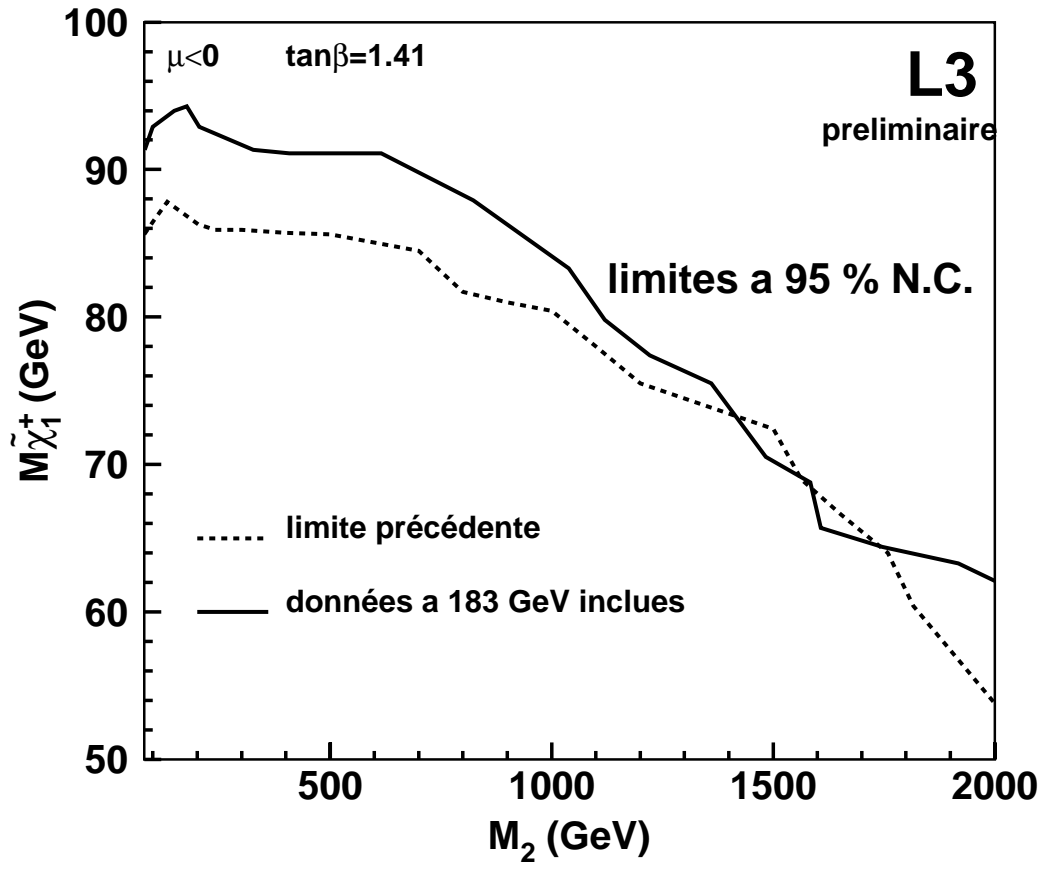


Figure IV.8: Limites sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction du paramètre M_2 . Ces limites combinent les recherches de charginos et de neutralinos aux énergies $\sqrt{s} \leq 172$ GeV (trait pointillé) et aux énergies $\sqrt{s} \leq 183$ GeV (trait plein).

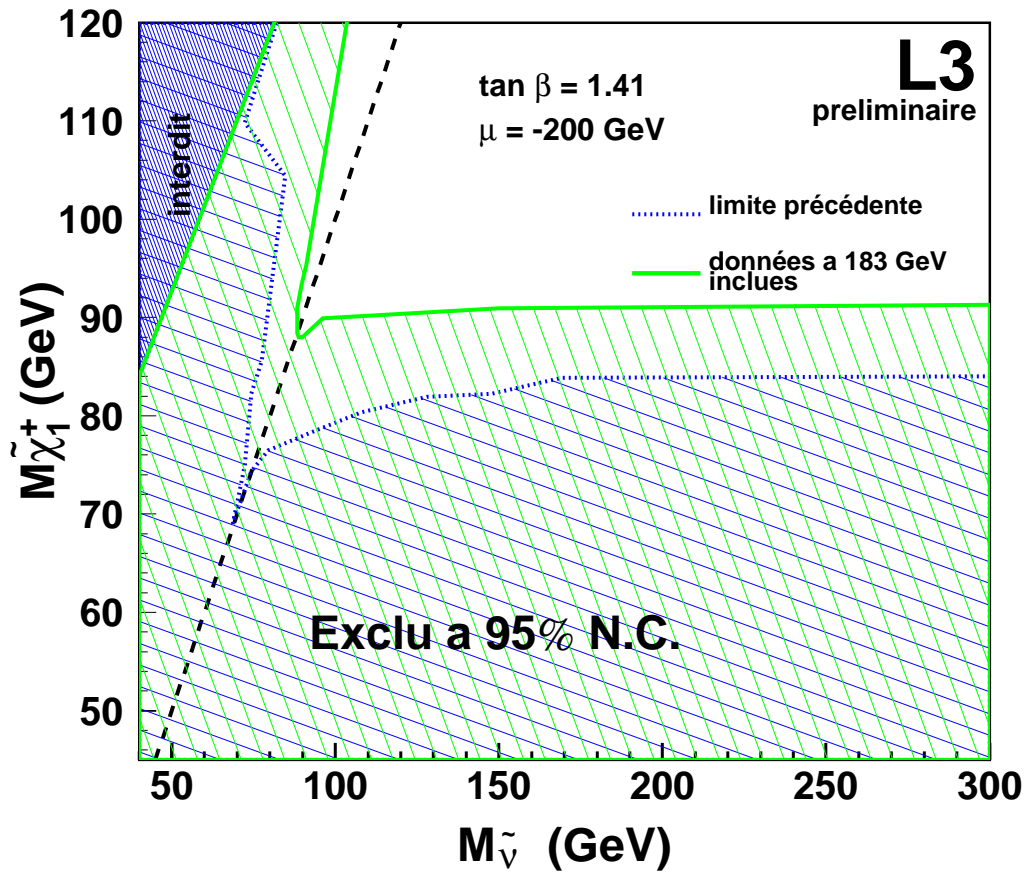


Figure IV.9: Limites indépendante de m_0 sur la masse du chargino en fonction de la masse du sneutrino. Les limites obtenues pour $\sqrt{s} \leq 172 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} \leq 183 \text{ GeV}$ sont indiquées.

IV.3.2 Limites sur la masse des neutralinos

Limites dans le cas où $m_0 = 500$ GeV

Les recherches de charginos et de neutralinos permettent de mettre une limite inférieure sur la masse des neutralinos. Ces limites dépendent de m_0 si on inclut seulement les recherches de charginos et de neutralinos. Pour obtenir une limite inférieure sur la masse, il est nécessaire de combiner les recherches jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV ainsi que les résultats de LEP1 qui sont importants pour cette limite. Les résultats présentés sur la figure IV.7 peuvent être interprétés en terme de limites sur les masses des neutralinos. La figure IV.10 a) montre, pour $m_0 = 500$ GeV, la limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de $\tan\beta$, en combinant les résultats obtenus pour $\sqrt{s} \leq 140$ GeV (trait pointillé) et pour $\sqrt{s} \leq 183$ GeV (trait plein). La limite inférieure à 183 GeV sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est de 30.1 GeV ($m_0 = 500$ GeV); cette limite est minimum pour $\tan\beta = 1$. La figure IV.10 b) montre les limites inférieures pour les masses des quatre neutralinos. Les minima sont obtenus pour $\tan\beta = 1$. Les limites inférieures à 95 % de niveau de confiance pour $m_0 = 500$ GeV sont:

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 30.1 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_2^0} \geq 52.3 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_3^0} \geq 90.5 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_4^0} \geq 91.5 \text{ GeV}$$

Ces limites inférieures sur les masses des neutralinos sont d'une grande importance particulièrement pour le $\tilde{\chi}_1^0$ puisque c'est la particule supersymétrique la plus légère (LSP), dans une grande gamme de paramètres du MSSM contraint. Si on suppose que la R-parité est conservée, la LSP ne peut pas se désintégrer en particules standards. Cette propriété implique que l'univers devrait être constitué d'une partie non négligeable de LSP, scénario possible pour expliquer le problème de la matière noire de l'univers [8]. Les limites que nous avons données jusqu'à maintenant sont faibles dans le sens qu'elles dépendent encore du paramètre m_0 . Pour obtenir une limite absolue sur le $\tilde{\chi}_1^0$, il est nécessaire de combiner les recherches de charginos et neutralinos, qui donnent des contraintes à grand m_0 , avec les recherches des sleptons qui donnent des contraintes à faible m_0 . Cette combinaison des analyses à $\sqrt{s} \leq 172$ GeV [6] à été effectuée dans l'expérience L3 et a conduit à une limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ de 10.9 GeV indépendante de m_0 pour $\tan\beta \geq 1$. Dans le paragraphe suivant, on donne une nouvelle limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ obtenue en intégrant les résultats des données collectées à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Limites indépendantes de m_0

La figure IV.11 montre la limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de $\tan\beta$ indépendamment de m_0 . La ligne pointillée montre la limite qui était obtenue en combinant les analyses jusqu'à $\sqrt{s} = 172$ GeV et la ligne en trait plein donne la nouvelle limite obtenue en ajoutant les analyses à $\sqrt{s} = 183$ GeV. La nouvelle limite inférieure, à 95 % de niveau de confiance, sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est:

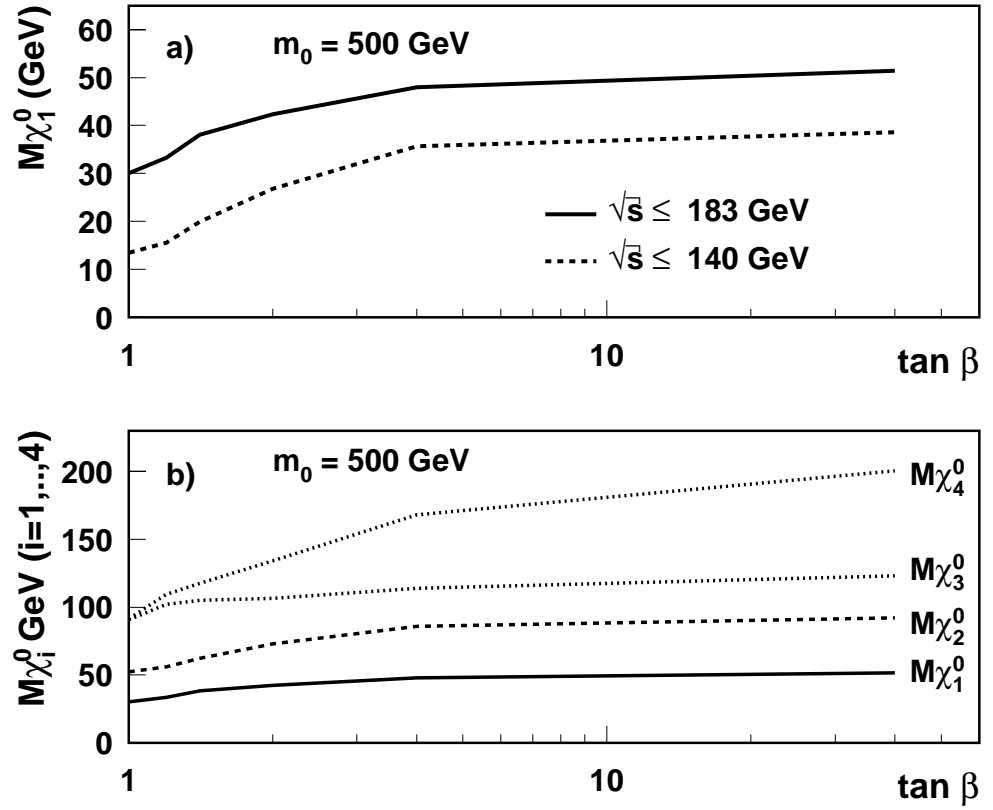


Figure IV.10: Limites inférieures sur la masses des neutralinos dans le cas où le paramètre m_0 est grand. La figure a) montre les limites inférieures sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en associant les résultats des recherches de charginos et de neutralinos jusqu'à $\sqrt{s} = 140$ GeV et jusqu'à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} > 25.9 \text{ GeV} \quad (\text{IV.8})$$

Cette valeur la plus basse est obtenue pour $\tan\beta = 1.2$ (les valeurs de m_0 ont été modifiées par pas de 0.5 GeV). Le gain sur cette masse limite est significatif par rapport au résultat précédent: l'énergie et la luminosité collectée à $\sqrt{s} = 183$ GeV ont permis d'obtenir un recouvrement plus important des recherches de sleptons et des recherches de charginos et neutralinos.

Pour les petites valeurs de m_0 ($m_0 \leq 65$ GeV), la limite provient essentiellement de la recherche de sleptons. Les productions de sleptons droits et de sleptons gauches ont été considérées. Seule la désintégration leptonique des sleptons a été prise en compte (les désintégration en cascade ont été négligées). Pour les grands $m_0 \geq 200$ GeV, les limites proviennent des recherches de charginos et de neutralinos. Dans la région intermédiaire en m_0 ($65 \leq m_0 \leq 100$ GeV), la section efficace de production des charginos est minimale et lorsque la cinématique le permet on observe la désintégration $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow l^\pm \tilde{\nu}$, les neutralinos se désintégrant en mode invisible ($\tilde{\nu}\nu$). Le gain entre la limite obtenue précédemment à $\sqrt{s} \leq 172$ GeV et la nouvelle limite obtenue pour $\sqrt{s} \leq 183$ GeV est dû principalement à l'extension du domaine exclu par la recherche de sleptons.

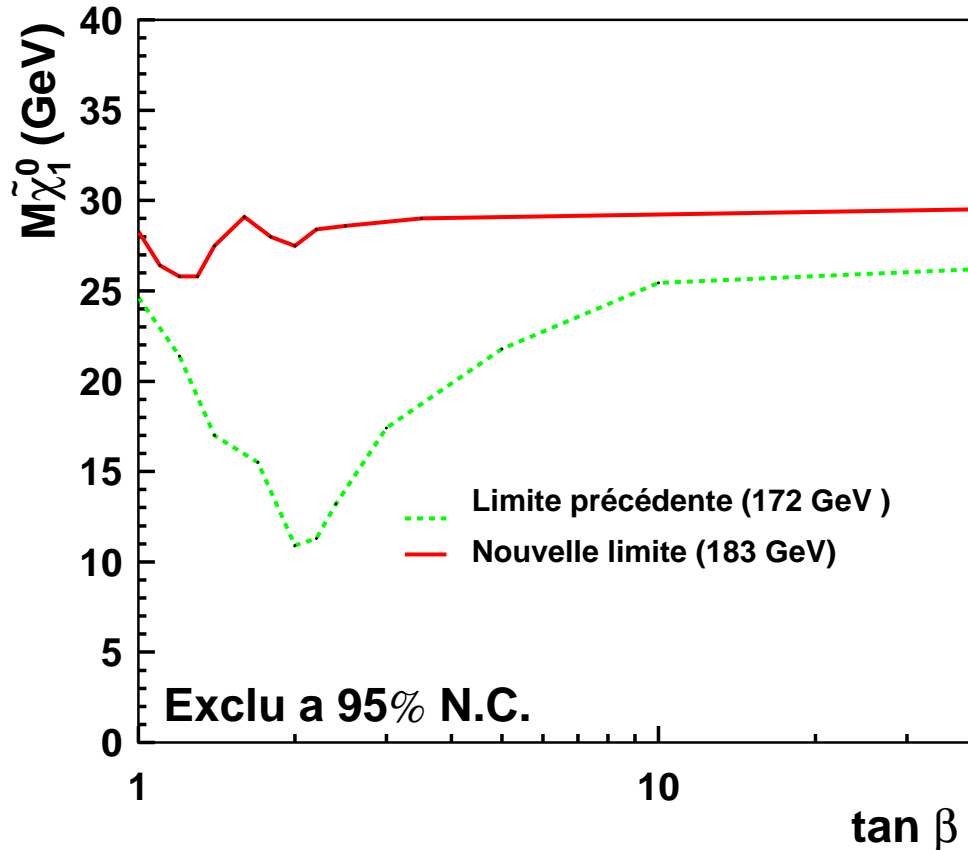


Figure IV.11: Limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ indépendante de tout paramètre ($\tan\beta \geq 1$). En trait pointillé, on donne la limite précédente obtenue pour $\sqrt{s} \leq 172$ GeV et en trait plein, la limite pour $\sqrt{s} \leq 183$ GeV.

Comparaison de ces résultats avec ceux obtenus par les autres expériences LEP

Les précédentes limites sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$, indépendantes de m_0 , ont été obtenues en combinant les résultats jusqu'à $\sqrt{s} \leq 172$ GeV. L3 avait obtenu une limite inférieure sur $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ de 10.9 GeV [6], ALEPH, 14 GeV [9], OPAL, 13.3 GeV pour la valeur minimale de m_0 compatible avec l'exclusion provenant des sleptons [10].

Pour les grandes valeurs de m_0 , on peut comparer notre résultat $M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 30.1$ GeV avec le résultat obtenu par ALEPH: $M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 29.8$ GeV [11]. Les résultats à $\sqrt{s} = 184$ GeV des autres expériences ne sont pas encore parus.

Bibliographie

- [1] L.Montanet et al., "Review of Particle Properties", Phys.Rev. D50 (1994) 1281;
- [2] Collaboration L3, M.Acciarri et al., Phys.Lett. B350 (1995) 109-119;
Collaboration ALEPH, D.Décamp et al., Phys.Rep. 216 (1992) 253.
- [3] Collaboration L3, O.Adriani et al., Phys.Rep. 236 (1993) 1.
- [4] H.E.Haber et G.L.Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75;
H.P.Nilles, Phys.Rep. 110 (1984) 1.
- [5] Collaboration L3, M.Acciarri et al., Phys.Lett. B377 (1996) 289-303.
- [6] Collaboration L3, M. Acciarri et al., (Sep 1997) CERN-PPE/97-130. (A paraître dans Europ.Journ. of Phys.)
- [7] Groupe SUSY L3, Note L3 N° 2231 (mars 1998);
M.Maggi, *XXXIII^{eme}* Rencontres de Moriond, session ELECTROWEAK INTERACTIONS and UNIFIED THEORIES, (mars 1998).
- [8] J.Ellis et L.Roszkowski, Phys.Lett. B283 (1992) 252;
K.Olive et M.Srednicki, Phys.Lett B230 (1989) 78;
M.Kamonkowski, Phys.Rev. D44 (1991) 3021.
- [9] Collaboration ALEPH, "Upgrade of the Mass Limit for the Lightest Neutralino", Contribution à la conférence EPS de Jérusalem 1997, réf. 594 (Juil. 1997).
- [10] Collaboration OPAL, K.Ackerstaff et al., (Juin 1997) CERN-PPE/97-083; (soumis à Zeit.Phys. C)
- [11] Collaboration ALEPH, "Search for charginos and neutralinos at 183 GeV for large slepton masses", Contribution aux conférences d'hiver 1998, ALEPH 98-016, CONF 98-006, (Fev. 1998).

Conclusions et perspectives

Nous avons effectué une recherche de charginos et de neutralinos dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) en supposant que la R-parité est conservée. La conservation de cette symétrie conduit à l'existence d'une particule supersymétrique stable, la plus légère, qui échappe à la détection conduisant à des événements à énergie manquante. Nous avons recherché, dans les données recueillies par le détecteur L3 à $\sqrt{s} = 161, 172$ et 183 GeV, des événements charginos dans les canaux de désintégration $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu q \bar{q}'$ et $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}' q'' \bar{q}'''$ et des événements neutralinos dans le canal $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$. Pour chacune des analyses, nous n'avons pas observé de déviations significatives par rapport aux prédictions du modèle standard. Les différents résultats des analyses ont été combinés pour obtenir une limite supérieure sur la section efficace de production des charginos $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-)$ et des neutralinos $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0)$ dans le cadre général du MSSM sans contraintes d'unification. Pour ces limites, nous avons supposé la valeur des rapports d'embranchements: $Br(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^{\pm(*)}) = 1$ pour les charginos et $Br(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}) = 1$ pour les neutralinos. Nous avons ensuite interprété les résultats dans le cadre du MSSM avec contraintes d'unification, ce qui a permis de mettre des limites inférieures sur la masse des neutralinos et des charginos lorsque le paramètre de masse des scalaires, m_0 , vaut 500 GeV:

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 30.1 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_2^0} \geq 52.3 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_3^0} \geq 90.5 \text{ GeV}$$

$$M_{\tilde{\chi}_4^0} \geq 91.5 \text{ GeV}$$

En supposant en plus que $M_2 \leq 700$ GeV on a obtenu une limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$:

$$M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \geq 90.5 \text{ GeV}$$

En combinant ces résultats avec les recherches de sleptons effectuées dans l'expérience L3, on peut mettre une limite inférieure sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$, indépendante de m_0 . Dans le cadre de ce modèle, le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP; on obtient une valeur limite sur sa masse:

$$M_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 25.9 \text{ GeV} \quad (\tan\beta \geq 1)$$

D'autre part, le calorimètre EGAP, installé depuis 1995, a été totalement inclus dans les analyses après une période d'amélioration de ses performances et de tests quant à son efficacité, pour la détection et la mesure des dépôts électromagnétiques. Nous avons réalisé l'intercalibration des voies de ce sous-détecteur grâce aux électrons provenant du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$. Pour certaines voies, les corrections aux constantes de calibration initialement utilisées atteignaient un facteur 2. Cette intercalibration des voies a pu être obtenue à partir des données à $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Il serait intéressant d'interpréter la recherche de charginos et de neutralinos dans le cadre d'une théorie qui ne prévoit pas l'unification des masses des jauginos à l'échelle M_{GUT} ; c'est notamment ce que proposent une série de modèles issus des théories de supercordes. La phénoménologie dans le secteur chargino neutralino peut être modifiée par rapport à ce que prédit le modèle précédent: en particulier, le domaine de variation de la différence de masse $\tilde{\chi}_2^0 - \tilde{\chi}_1^0$ est plus étendu par rapport au modèle précédent. Notre sélection est tout à fait adaptée à ce cas.

Courant 1998, Le LEP va fonctionner à une énergie de 189 GeV, puis jusqu'à l'an 2000, il doit fonctionner au maximum de son énergie (~ 200 GeV) afin de fournir à chacune des expériences ALEPH, L3, DELPHI et OPAL, une luminosité intégrée de l'ordre de 200 pb^{-1} . Ceci offre de nombreuses perspectives quant à la recherche de nouvelles particules ou du boson de Higgs: la limite cinématique sera atteinte pour les charginos qui ont une grande section efficace de production. On atteindra aussi la limite cinématique pour les neutralinos de type higgsino. Pour les sleptons (selectrons, smuons et staus) et les squarks (stop et sbottom), la section efficace de production est en général bien plus faible que celle des charginos et neutralinos; cependant une telle luminosité par expérience permettra d'atteindre une limite proche de la limite cinématique. La motivation principale pour avoir une telle luminosité intégrée par expérience est la recherche du boson de Higgs (standard et supersymétrique): une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} par expérience permettra soit de découvrir à 5σ le boson de Higgs standard jusqu'à une masse de 100 GeV ou cela permettra de l'exclure jusqu'à ~ 107 GeV à 95% de niveau de confiance. Mettre une limite sur la masse du Higgs à environ 100 GeV au LEP est crucial: les recherches futures du boson de Higgs se feront au LHC dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, lorsque sa masse est comprise entre 90-95 GeV et 120 GeV. Au LHC, la masse pour laquelle on atteint la limite de la sensibilité est située vers 90-95 GeV, il est donc nécessaire de mettre une limite la plus haute possible au LEP pour éviter toute ambiguïté sur cette région intermédiaire. Finalement, il est important de mettre une limite sur le boson de Higgs supersymétrique le plus léger: h ; ceci contraindra fortement le MSSM qui prévoit que la masse du h , à l'ordre d'une boucle, ne peut pas dépasser ~ 130 GeV à grand $\tan\beta$ et ~ 100 GeV à petit $\tan\beta$.

Annexe A

La reconstruction des amas d'énergie et de leur position dans le EGAP

A.1 La construction des amas

Dans cette partie, nous regardons la reconstruction d'un amas dans le EGAP. On veut connaître l'énergie et la position de chacune des particules (ou jets de particules) qui interagissent avec le EGAP à partir de l'information enregistrée par le détecteur: on connaît le numéro des voies touchées (de 1 à 96) et l'intensité du signal recueillie à la sortie du préamplificateur pour chaque voie. A priori, une particule isolée ou un jet de particules peut déposer de l'énergie dans une ou plusieurs voies contiguës; la figure A.1 illustre ce cas: La particule matérialisée par une flèche traverse deux des voies du EGAP (n^o 7 et 8) et va développer une gerbe électromagnétique dans ces deux voies.

L'étalement latéral de la gerbe électromagnétique peut éventuellement atteindre les autres voies les plus proches n^o 6 et 9. Le diagramme du bas montre l'énergie déposée en fonction du numéro de voie touchée, on observe un amas en énergie localisé dans le EGAP.

A partir du diagramme précédent ou de diagrammes plus complexes, comme celui de la figure A.2, l'algorithme de reconstruction doit localiser les amas, mesurer leur énergie et donner leur position. L'énergie et la position mesurées doivent correspondre au mieux à l'énergie et à la position réelle de la particule incidente.

L'algorithme de recherche d'amas dans le EGAP est le suivant:

- Parmi toutes les voies touchées on recherche d'abord tous les maxima locaux, sur notre exemple fig. A.2 les maxima locaux sont situés sur les voies 1, 8, 13, 20 et 22. Chaque maximum local définit alors un amas.

- Les voies touchées restantes sont ensuite classées par ordre décroissant en énergie et associées une par une, à chacun des amas précédemment définis. Les règles pour l'association d'une voie i d'énergie E_i à un amas sont les suivantes:

- Si $E_{i-1} < E_i < E_{i+1}$ alors la voie i est associée à l'amas dont fait partie la voie $i + 1$.
- Si $E_i < E_{i+1}$ et $E_i < E_{i-1}$ et $E_{i-1} < E_{i+1}$, la voie i est associée à l'amas $i + 1$.

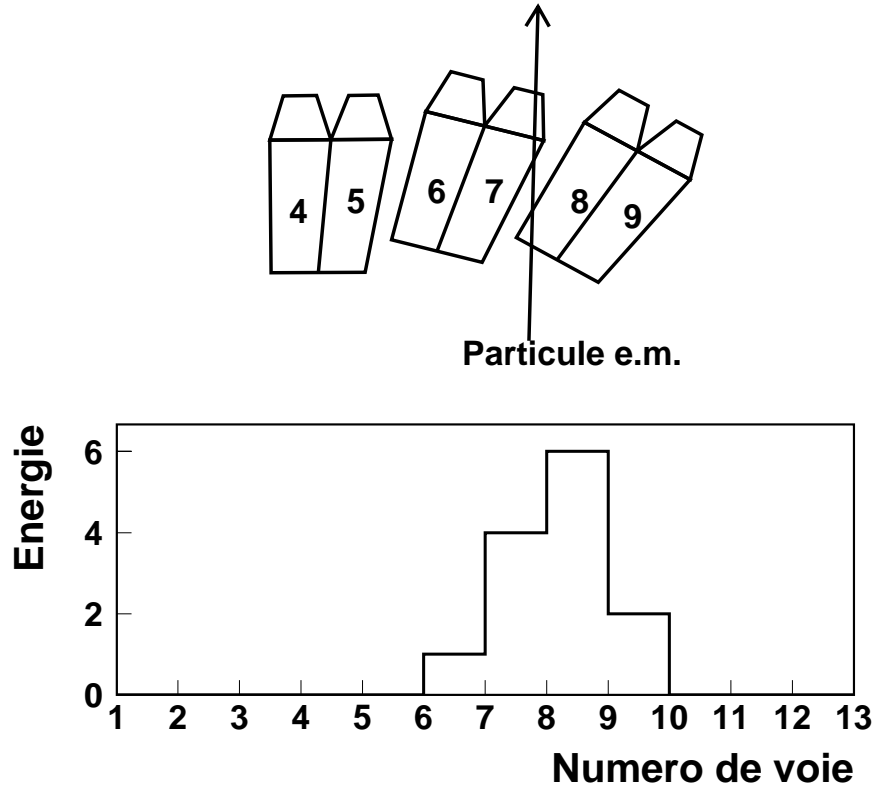


Figure A.1: Energie déposée dans chacune des voies du EGAP lorsqu'une particule passe entre 2 modules.

On a des règles identiques lorsqu'on échange les rôles de $i + 1$ et de $i - 1$. Ces conditions de base simples se compliquent lorsque plusieurs voies contigües ont exactement la même énergie, il est alors nécessaire de regarder les seconds voisins ou les troisièmes le cas échéant. Dans ce cas, il faut d'autres règles pour définir les maxima locaux mais je n'entrerai pas dans les détails ici. Il faut ensuite tenir compte du fait que le EGAP est cyclique c'est à dire que les voies 1 et 48 sont voisines, pour chaque côté du EGAP. L'algorithme pourrait en effet créer 2 amas centrés sur les voies 1 et 48 qui sont en fait un seul et même amas. Lorsque toutes les voies sont attribuées à des amas, l'énergie de chaque amas est simplement la somme des énergies des voies constitutantes pondérées par leur facteur d'intercalibration respectif. Les facteurs d'intercalibration sont déterminés à l'aide des données et avant toute mesure, ces facteurs étaient fixés à 1.

Cet algorithme a été testé et mis au point avec la simulation du Monte Carlo puis avec les données recueillies avec le détecteur lors des fonctionnements à haute énergie. En particulier avec les données, il a été mis à rude épreuve sur les événements non physiques, où un très grand nombre de voies avaient une énergie non nulle correspondant au bruit moyen du détecteur. Les diagrammes d'énergie étaient alors plus compliqués que celui de la figure A.2 et comportait en moyenne toutes les singularités indiquées ci-dessus.

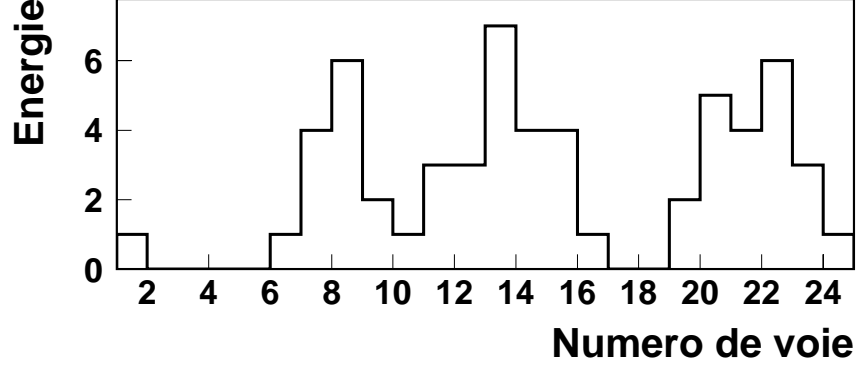


Figure A.2: Energie déposée par un événement dans l'une des parties du EGAP en fonction du numéro de voie.

A.2 La détermination de la position

Jusqu'ici l'amas est un ensemble de voies associées. Nous devons déterminer sa position (angles radial θ et azimutal Φ) dans le référentiel de l'expérience L3. A priori la manière la plus précise de procéder est de faire une moyenne pondérée par l'énergie E_i , des angles Φ_i pour chaque voie i appartenant à l'amas:

$$\Phi = \frac{\sum_{i=1}^N E_i \Phi_i}{\sum_{i=1}^N E_i} \quad (\text{A.1})$$

où N est le nombre de voies associées à l'amas. On définit les voies 1 ou 2 par une séparation virtuelle (V_1, V_2), comme l'indique la figure A.3, de sorte que chaque voie contienne les fibres qui émettent de la lumière dans les guides en plexiglas 1 ou 2. Pour chaque voie on définit les centres K et I de sorte que la position de l'amas reconstruite coïncide au mieux avec la position de la particule à l'entrée dans le calorimètre. On a choisi de prendre K et I au centre géométrique des volumes qui définissent les voies 1 et 2 (cf. fig.A.3). Ce choix est satisfaisant dans le sens où il n'engendre pas, en moyenne, d'erreur systématique sur la position plus grande que la résolution en position du détecteur.

Après le positionnement du EGAP contre le tonneau du BGO et avant la mise en place des bouchons, les positions de chaque brique ont été mesurées dans le référentiel du détecteur L3 (O, R'), à l'aide de 3 points marqués A , B et C dont on connaît les coordonnées dans le référentiel de la brique (A, R). Ces mesures ont été utilisées pour le calcul de la position des point K et I dans le référentiel de L3. La transformation des coordonnées du référentiel R vers le référentiel R' est obtenue par une rotation M_{ij} puis par une translation de vecteur \vec{OA} :

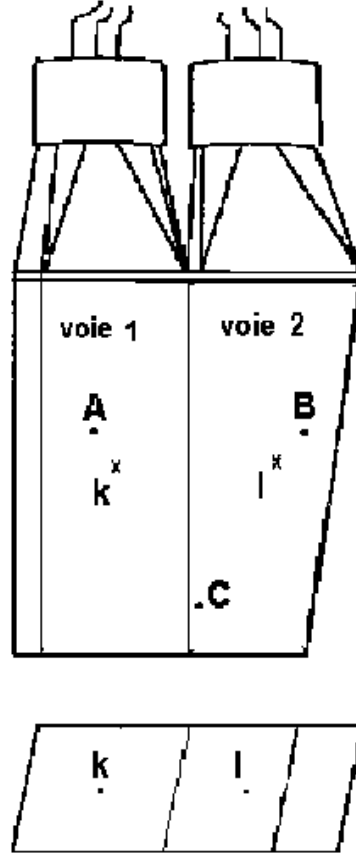


Figure A.3: Schéma d'une brique du EGAP (vue de dessus). La séparation virtuelle (V_1, V_2) définit les voies 1 et 2. Les centres géométriques des voies 1 et 2 sont les points K et I. Ils ont été déterminés avec la donnée des points (A,B,C) mesurés dans le référentiel de l'expérience L3.

$$X'_i = M_{ij}X_j + OA_i \quad (\text{A.2})$$

où X_i sont les coordonnées mesurées dans R et X'_i dans R' . Les paramètres de la matrice M_{ij} sont déterminés par les point A, B et C dont on connaît les coordonnées dans les deux référentiels.

Connaissant les valeurs des angles Φ_K et Φ_I pour toutes les briques, on peut calculer le Φ de l'amas avec l'équation (A.1). L'angle θ est constant et vaut $\theta = \theta_K = \theta_I$. L'amas est entièrement déterminé par son énergie E_{am} et sa direction (θ, Φ) .

Annexe B

L'intercalibration des voies du EGAP

Dans cette annexe, je décrirai l'analyse qui a été mise au point pour faire l'intercalibration des voies du EGAP. Cette analyse utilise l'ensemble des données collectées en 1997 pendant les fonctionnements de haute énergie à $\sqrt{s} = 91.2, 130, 136$ et 183 GeV. La luminosité intégrée totale était de 64.6 pb^{-1} . Jusqu'alors l'ensemble des données collectées aux énergies inférieures n'était pas suffisante pour obtenir une intercalibration fiable. Je présenterai ensuite les améliorations obtenues sur la résolution des électrons "Bhabha" lorsqu'on utilise cette intercalibration.

B.1 Quels processus utiliser?

La seule façon d'obtenir une intercalibration des voies du EGAP est d'utiliser les données puisque le système de DEL (c.f. page 71) ne permet pas de le faire. Il faut trouver dans les données un processus qui génère dans l'état final des particules électromagnétiques dont on peut connaître l'énergie indépendamment de l'information du EGAP. La section efficace de ce processus doit être suffisamment grande afin d'accumuler une statistique importante dans chacune des voies, condition nécessaire pour obtenir une intercalibration fiable. Parmi les processus de physique possibles, il y a les événements "Bhabha" $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ et les interactions $\gamma\gamma$ donnant des électrons dans l'état final, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$.

La section efficace "Bhabha" dans la région concernée est assez grande au pic du Z ($\sqrt{s} = M_Z$). Cependant, la luminosité intégrée recueillie à $\sqrt{s} = M_Z$, demandée pour la calibration des détecteurs avant chaque fonctionnement de haute énergie, correspond au plus à de 2.5 pb^{-1} . Cela représente trop peu d'événements dans le EGAP. Le seul processus restant utilisable est $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$. La section efficace de ce processus augmente légèrement avec l'énergie dans le centre de masse des électrons et positrons incidents. Les électrons de l'état final visibles dans le détecteur sont de faible énergie, la mesure de leur impulsion dans la chambre à traces centrale permet de connaître avec une bonne précision l'énergie de l'électron avant son entrée dans le EGAP. La précision requise sur l'impulsion doit être telle qu'elle est négligeable devant la résolution en énergie du EGAP.

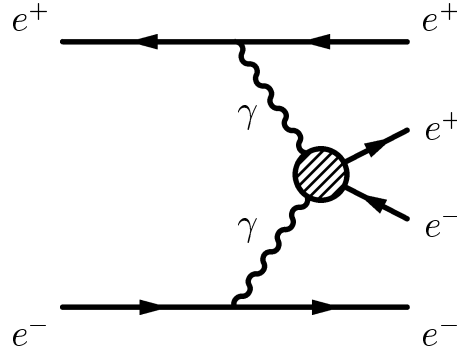


Figure B.1: Production d'une paire d'électrons par "interaction $\gamma\gamma$ ".

Les "événements $\gamma\gamma$ "

Le processus de production des événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ est schématisé en figure B.1. Les deux électrons de l'état initial émettent chacun un photon réel ou virtuel qui interagissent pour donner naissance à une paire électron positron. Les électrons et positrons initiaux sont émis à petit angle par rapport à leur trajectoire initiale (il y a conservation de l'énergie-impulsion) et ils partent en général très proche de l'axe du faisceau et sont perdus puisqu'il n'y a pas de détecteur dans cette région. Le seul état final visible dans le détecteur est la paire électron-positron de faible énergie. Le spectre d'énergie de ces électrons est de l'ordre de quelques GeV. La distribution angulaire des électrons produits est telle qu'une partie non négligeable d'entre eux sont émis en direction du EGAP. Durant l'année 1997, le détecteur L3 a collecté une luminosité intégrée totale de 64.6 pb^{-1} ($\sqrt{s} = 91.2, 130, 136$ et 183 GeV). On attend en conséquence un nombre suffisant d'électrons pour l'intercalibration des voies.

B.2 Description de l'analyse

Le principe de l'analyse

L'analyse repose principalement sur le choix des électrons qui pénètrent dans le EGAP. Le principe de l'analyse consiste à associer une trace TEC avec un dépôt d'énergie dans le EGAP. L'énergie des électrons provenant du processus " $\gamma\gamma$ " est suffisamment faible pour que leur impulsion transverse soit mesurée avec précision dans la chambre à traces centrale. Pour la région qui nous intéresse $\theta \sim 40^\circ$ et $\theta \sim 140^\circ$, une particule chargée traverse tous les fils sensibles de la TEC; la résolution sur l'angle θ de la trace est très précise et vaut 0.07° (cela correspond à une précision de 1mm en Z sur le point d'impact dans le EGAP). L'impulsion de la trace est simplement $P_{tr} = P_T / \sin\theta$, où P_T est l'impulsion mesurée dans le plan transverse. La résolution sur P_T vaut $\sigma_{P_T} / P_T = 0.02 P_T(\%)$; On choisira des électrons avec une impulsion transverse au maximum d'une dizaine de GeV. On identifie ensuite l'énergie de l'électron mesurée dans la TEC avec l'énergie associée, déposée dans les calorimètres BGO, EGAP et HCAL. Comme nous l'avons vu dans la section III.5.3, les électrons déposent en fonction de leur position d'impact, des fractions d'énergie plus ou moins grandes dans les différents calorimètres. On peut donc écrire de manière générale:

$$P_{tr} = g(\theta, \Phi) C_i E_{EGAP}^i + E_{BGO} + g' E_{HCAL} \quad (\text{B.1})$$

où $g(\theta, \Phi)$ est une fonction qui corrige les effets de non uniformité de collection de lumière et les effets de la géométrie du EGAP; g' est un facteur identique à g pour le calorimètre hadronique. Comme le suggère la méthode de reconstruction des électrons de haute énergie dans le EGAP (équations (III.7) et (III.8)), le facteur g' dépend de θ et Φ . Pour des électrons de faible énergie, g' peut être différent. Afin de s'affranchir de ce paramètre que l'on maîtrise mal, on sélectionnera des électrons avec une faible composante E_{HCAL} . C_i est un facteur de correction pour chacune des voies du EGAP: c'est le facteur d'intercalibration de la voie i .

Lorsqu'un grand nombre d'électrons atteignent le EGAP, on peut faire une moyenne statistique par voie touchée de la formule précédente (B.1). En négligeant l'énergie dans le calorimètre hadronique et en supposant que les électrons ont touché une seule voie du EGAP, on obtient:

$$C_i \bar{g} = \overline{\left(\frac{P_{tr} - E_{BGO}}{E_{EGAP}^i} \right)} \quad (\text{B.2})$$

où \bar{A} désigne la moyenne statistique de la quantité A . $C_i \bar{g}$ est la quantité mesurable expérimentalement. La distribution des électrons en θ et en Φ dans l'angle solide du EGAP est uniforme. La valeur moyenne de g, \bar{g} , est indépendante de θ et Φ et comme le EGAP est constitué de 24 briques identiques par côté, cette valeur moyenne doit être identique pour les voies 1 (impaires) de chaque brique et pour les voies 2 (paires) de chaque brique (la différence entre les voies paires et impaires est purement géométrique, elle est illustrée dans la suite). Lorsque la statistique accumulée dans une brique est grande les fluctuations de \bar{g} d'une voie à l'autre deviennent négligeables devant la dispersion des facteurs de calibration C_i , on peut alors extraire les C_i à partir de la formule (B.2).

En résumé, nous avons besoin d'électrons dans le EGAP avec une composante HCAL négligeable, puisque le facteur g' n'est pas totalement maîtrisé et la résolution du calorimètre hadronique pour des énergies si faibles est non négligeable devant la résolution du EGAP. De préférence, il faut que l'électron soit bien centré sur une seule des voies du EGAP et que l'énergie déposée dans ce calorimètre soit de manière significative loin du seuil de bruit afin de limiter au maximum toute surestimation non physique de l'énergie.

Présélection des événements

Pour sélectionner les événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$, on utilise un filtre très lâche qui élimine les événements de type hadronique et muonique et conserve les événements contenant des particules électromagnétiques de faible énergie. Le but de cette présélection est de diminuer considérablement la quantité de données qui n'est pas exploitable pour cette analyse.

Sachant que l'on attend 2 électrons dans le détecteur, on s'attend à observer au plus 2 traces chargées dans la TEC. On demande donc 1 ou 2 bonnes traces chargées dans le détecteur (les critères de bonnes traces utilisés ont été détaillés dans le paragraphe III.5.1). On demande qu'aucun muon ne soit identifié dans l'événement. Les énergies détectées dans le BGO et dans HCAL ne doivent pas dépasser respectivement 15 GeV et 30 GeV. On doit observer au moins un amas d'énergie dans le EGAP. Cette présélection appliquée sur

l'ensemble des données recueillies en 1997 laisse passer 74280 événements. La section efficace $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ après présélection est mesurée sur les événements Monte Carlo et vaut environ 770 pb. Compte tenu de la luminosité utilisée, le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ attendu est de ~ 47500 . Le lot sélectionné dans les données n'est pas très pur en événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$, il contient en particulier une fraction d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$ et $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$. Ceci ne pose pas de problèmes puisque les critères d'identification d'électrons dans le EGAP permettront d'éliminer les hadrons et les $\tau^\pm \rightarrow$ hadrons. Dans cette analyse seule la bonne identification des électrons de faible énergie est importante, quelle que soit leur origine.

Sélection des électrons, critères de qualité

On associe un amas d'énergie dans le EGAP avec une trace chargée en imposant une coupure sur les angles $\Delta\theta$ et $\Delta\Phi$ entre l'amas et la trace la plus proche. Cette méthode a déjà été présentée dans la section III.5.3. La figure B.2 illustre les coupures utilisées: $|\Delta\theta| \leq 5^\circ$ et $|\Delta\Phi| \leq 7^\circ$.

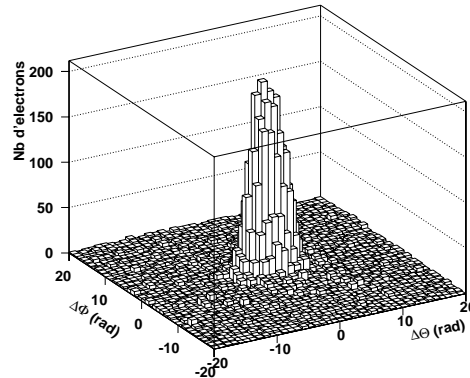


Figure B.2: Association d'un amas dans le EGAP et de la trace chargée la plus proche (Ensemble des données 1997).

Afin de s'assurer que l'impact de l'électron est bien au centre du EGAP, il faut que l'énergie dans les calorimètres HCAL et BGO, contenue dans un cône de 20° autour de la trace associée ($E_{HCAL}^{20^\circ}$ et $E_{BGO}^{20^\circ}$), soit faible par rapport à l'énergie déposée dans le EGAP. Dans cette analyse nous n'utilisons pas le critère F_{em} qui a été défini dans la section III.5.3, mais nous appliquons les coupures directement sur les variables $E_{HCAL}^{20^\circ}$ et $E_{BGO}^{20^\circ}$, le principe de l'analyse étant applicable pour les faibles dépôts d'énergie dans les calorimètres autour du EGAP et plus particulièrement dans le HCAL.

Le figure B.3 montre les dépôts d'énergie $E_{HCAL}^{20^\circ}$ et $E_{BGO}^{20^\circ}$ dans le calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique lorsque la trace chargée pointe dans le BGO (fig. a) et b)) et lorsqu'elle pointe dans le EGAP (fig. c) et d)). Dans les cas a) et b), on observe

qu'une fraction non négligeable des particules chargées dépose environ 250 MeV dans le BGO et quelques GeV dans le calorimètre hadronique HCAL. Clairement, ces particules chargées sont des pions π^\pm qui traversent le BGO et sont ensuite stoppés par le calorimètre hadronique. Dans les cas c) et d), la trace pointe dans le EGAP et on s'attend, comme dans le BGO, à ce qu'une fraction des particules traversent le EGAP déposent une faible énergie d'ionisation et entrent dans le calorimètre hadronique. C'est ce que l'on observe sur les figures c) et d) pour $E_{BGO}^{20^\circ} \simeq 0$ GeV. Afin d'éliminer ces particules non électromagnétiques, on impose la coupure $E_{HCAL}^{20^\circ} \leq 0.5$ GeV matérialisée par un trait vertical sur la figure d). Lorsque que l'impact d'un électron est bien centré sur une des voies du EGAP, on observe peu de fuite d'énergie dans le BGO: pour sélectionner des électrons bien centrés on impose en plus $E_{BGO}^{20^\circ} \leq 0.6$ GeV.

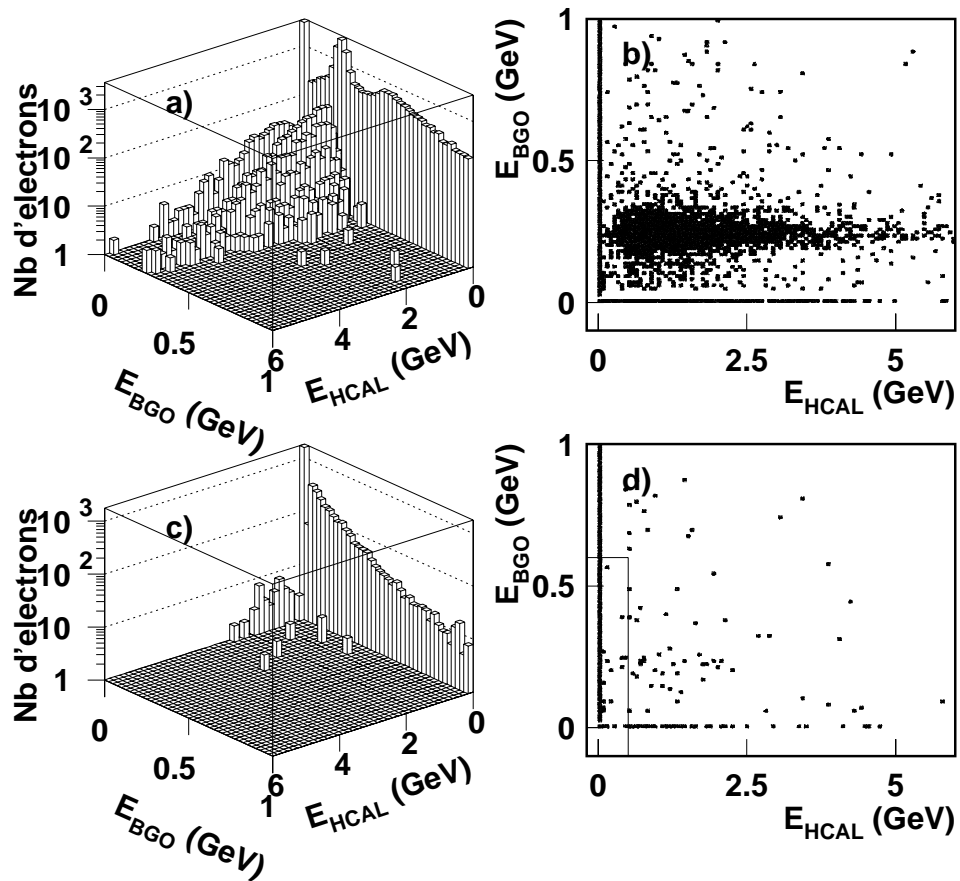


Figure B.3: Energie déposée dans le BGO et le HCAL dans un cône de 20° autour de la trace TEC. Dans les cas a) et b) la trace pointe dans le BGO, dans les cas c) et d), elle pointe dans le EGAP.

Energie minimale

Il reste maintenant à déterminer un seuil en énergie déposée dans le EGAP à partir duquel on peut considérer l'information utilisable pour l'analyse. Le problème est le suivant: la plupart des électrons ont une faible énergie (\sim quelques GeV) et une coupure trop forte sur l'énergie de l'amas dans le EGAP diminuerait considérablement la statistique disponible. A l'opposé, la coupure en énergie doit être suffisante pour s'affranchir du bruit non physique du détecteur qui pourrait fausser les mesures de manière systématique. La première chose à faire est d'étudier la distribution du bruit dans le EGAP. La méthode consiste à sélectionner des événements dans lesquels il est certain qu'aucune particule n'a interagi dans le EGAP. Par exemple on peut sélectionner des événements "Bhabha" dans le BGO dont les électrons de l'état final ne pointent pas dans la région du EGAP. Les coupures appliquées sur les données pour la sélection des événements "Bhabha" sont indiquées ci-dessous:

- Nombre d'amas électromagnétiques dans le BGO = 2
- les amas BGO ne doivent pas être situés dans la région $35^\circ < \theta < 45^\circ$ ou $135^\circ < \theta < 145^\circ$.
- L'acolinéarité $< 1.5^\circ$. (l'acolinéarité est le complémentaire de l'angle dans l'espace entre les 2 amas repérés par rapport au point d'interaction.)
- $E_{BGO}/\sqrt{s} > 90\%$ (\sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse)
- $E_{HCAL} < 30$ GeV
- Pas de muons identifiés

Cette sélection permet de recueillir 8239 événements parmi lesquels 5492 ont au moins une voie EGAP qui mesure une énergie plus grande que 2 fois la largeur du piédestal (σ_{ped}). En effet seules les voies contenant une énergie plus grande que $2\sigma_{ped}$ sont enregistrées, en-dessous de ce seuil l'information est considérée non physique. Pour un événement sélectionné on peut avoir jusqu'à 6 voies dans le EGAP qui mesurent de l'énergie. Les figures B.4 a) et b) montrent la distribution en énergie mesurée dans ces voies pour les événements sélectionnés respectivement dans une simulation Monte Carlo "Bhabha" et dans les données. Pour la simulation Monte Carlo on observe une très faible énergie mesurée dans le EGAP et qui correspond à des photons de radiation dans l'état final (FSR): la simulation Monte Carlo n'est pas réaliste dans la mesure où elle n'inclut pas une simulation du bruit dans le EGAP. Dans les données, on observe une distribution qui est purement due au bruit (les photons FSR sont de trop faible énergie, par rapport au niveau de bruit, pour être détectés). L'énergie mesurée dans les voies du EGAP en l'absence de signal physique peut atteindre 1.5 GeV. La distribution c) montre la coupure à $2\sigma_{ped}$ appliquée sur les données pour chaque voie du EGAP. Dans certains cas, cette coupure n'est pas suffisante puisque les fluctuations du bruit peuvent atteindre $4\sigma_{ped}$.

En moyenne, pour chaque événement sélectionné, il y a une fluctuation d'au moins 1 voie du EGAP à plus de $2\sigma_{ped}$ et environ 10 voies à $1\sigma_{ped}$. L'énergie mesurée dans une voie du EGAP, E_{EGAP} , est la somme de 2 termes, un terme physique E_P et un terme de bruit δE_B dû à une fluctuation du piédestal. Les "électrons $\gamma\gamma$ " que l'on étudie ont une énergie E_P d'environ 1 à 4 GeV; le terme de bruit peut atteindre ~ 1 GeV d'après la figure précédente. Pour s'affranchir du terme de bruit, on voit qu'une coupure plus forte sur le σ_{ped} n'est pas

judicieuse car elle introduit un biais systématique dans le nombre d'événements qui reçoivent une contribution δE_B positive par rapport à ceux qui reçoivent une contribution négative. Une coupure trop forte sur l'énergie E_{EGAP} induirait le même effet systématique.

Une des solutions est de comparer les "électrons $\gamma\gamma$ " sélectionnés avec les coupures précédentes pour les données et le Monte Carlo. La figure B.5 montre la distribution de $E_{EGAP}^i/(P_{tr} - E_{BGO})$ en fonction de l'impulsion de l'électron donnée par la TEC qui a interagi dans le EGAP. Afin d'avoir une fraction dominante de l'énergie dans le EGAP, on demande que $E_{EGAP} > 0.7$ GeV. On sait que le Monte Carlo ne contient pas le terme de bruit et on voit clairement une différence entre le Monte Carlo et les données à basse impulsion. Cette différence dans les données est causée par une surestimation de l'énergie dans le E_{EGAP} qui provient de la composante δE_B . Pour s'affranchir de cette fraction erronée des événements on impose une coupure sur l'impulsion de la trace chargée: $P_{tr} > 1.5$ GeV. Cette coupure est matérialisée par une flèche sur la figure B.5.

Après avoir appliqué l'ensemble des coupures, l'énergie d'un électron est la somme des énergies des voies constituant d'un amas EGAP. L'amas contient une ou plusieurs voies d'énergie non nulle. Pour l'intercalibration, il faut que cette énergie ne soit contenue que dans une seule voie. On demande alors que l'énergie de la voie centrale de l'amas (la plus énergétique) contienne plus de 98% de l'énergie de l'amas. Ceci est le cas pour 89% des événements sélectionnés jusqu'alors.

Résumé de la sélection des électrons

L'ensemble des coupures utilisées pour sélectionner les électrons provenant du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ est résumé ci-dessous:

Présélection

- 1 ou 2 traces TEC dans l'événement
- aucun muon identifié
- $E_{BGO} < 15$ GeV
- $E_{HCAL} < 30$ GeV

Sélection des électrons

- $|\Delta\theta| \leq 5^\circ$
- $|\Delta\Phi| \leq 7^\circ$
- $E_{HCAL}^{20^\circ} < 0.5$ GeV
- $E_{BGO}^{20^\circ} < 0.6$ GeV
- $E_{EGAP} > 0.7$ GeV
- $1.5 < P_{tr} < 13$ GeV/c
- $E^i/E_{amas} > 0.98$

B.3 Résultats

L'ensemble des données enregistrées en 1997 a été traité. La sélection décrite précédemment retient au total 2925 électrons dont 1344 pour le côté $\theta \sim 40^\circ$ et 1581 pour le côté $\theta \sim 140^\circ$. La statistique disponible pour chaque voie représente en moyenne 27 électrons et la pureté en électron de l'échantillon sélectionné est très bonne: à titre indicatif, la table B.1 donne les sections efficaces restantes, après avoir appliqué l'ensemble des coupures, pour les processus qui étaient des fonds potentiels pour cette analyse. Les résultats sur le Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ sont indiqués pour comparaison.

Processus	Section efficace après sélection (pb)
$e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$	49.0
$e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\tau^+\tau^-$	1.1
$e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)q\bar{q}$	0.4

Tableau B.1: Sections efficaces restantes après la sélection.

Nous avons indiqué dans cette table les processus dont la section efficace de production est du même ordre de grandeur que celle du processus $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ étudié. Après la sélection, la majeure partie des fonds que l'on a répertorié donne une contribution négligeable. Le nombre total d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ attendus avec une luminosité intégrée de 64.6 pb^{-1} est de 3165 et 2925 événements sont observés dans les données. L'inefficacité du système de déclenchement n'est pas prise en compte dans le Monte Carlo et pour des événements de si basse énergie elle n'est sans doute pas négligeable, cependant il n'est pas nécessaire de la connaître pour cette analyse.

Nous allons maintenant exploiter les événements sélectionnés dans les données pour en déduire les facteurs d'intercalibration entre les voies du EGAP. Les figures B.6 et B.7 montrent respectivement la distribution de la variable $E_{EGAP}/(P_{tr} - E_{BGO})$ et la corrélation entre E_{EGAP} et $P_{tr} - E_{BGO}$. Les 2 côtés du EGAP sur chacune des 2 figures sont séparés. On voit que globalement l'énergie mesurée dans le EGAP est bien corrélée avec l'impulsion de la trace TEC associée et que la corrélation est linéaire, c'est-à-dire indépendante de l'énergie. Pour obtenir les facteurs d'intercalibration, il suffit de faire la moyenne statistique de $E_{EGAP}/(P_{tr} - E_{BGO})$ pour chacune des 96 voies comme indiqué dans la formule (B.2). La figure B.8 montre cette valeur moyenne en fonction du numéro de voie pour le Monte Carlo, fig. a), et pour les données fig. b) et c) ($\theta \sim 140^\circ$) et fig. d) et e) ($\theta \sim 40^\circ$). Pour les données, on a séparé pour chacun des côtés les voies paires et les voies impaires. Dans la simulation Monte Carlo des événements, il n'y a pas de constantes d'intercalibration (elle valent toutes 1), les seuls effets que l'on observe sont dûs à la géométrie des briques constituant le EGAP: comme le montre la figure a) pour le Monte Carlo, la constante $\overline{g(\theta, \Phi)}$ est différente pour les voies impaires et pour les voies paires de la brique. Les barres d'erreurs indiquées représentent la dispersion quadratique des valeurs mesurées. Dans les données, $\overline{E_{EGAP}}/(\overline{P_{tr}} - \overline{E_{BGO}})$ est l'effet cumulé de la constante géométrique et de la constante d'intercalibration C_i .

Mesure de C_i

Pour calculer les C_i on sépare tout d'abord les voies impaires et les voies paires et on définit une moyenne sur les voies paires $\langle A \rangle_P$ et une moyenne sur les voies impaires

$\langle A \rangle_I$. les constantes C_i sont données par:

$$C_I = \left(\langle \overline{g(\theta, \Phi)} \rangle_I \frac{\overline{E_{EGAP}^I}}{P_{tr} - E_{BGO}} \right)^{-1} \quad (\text{B.3})$$

pour les voies impaires et

$$C_P = \left(\langle \overline{g(\theta, \Phi)} \rangle_P \frac{\overline{E_{EGAP}^P}}{P_{tr} - E_{BGO}} \right)^{-1} \quad (\text{B.4})$$

pour les voies paires.

$\langle \overline{g(\theta, \Phi)} \rangle_I^{-1}$ et $\langle \overline{g(\theta, \Phi)} \rangle_P^{-1}$ sont estimés avec des événements Monte Carlo. Le nombre d'événements Monte Carlo utilisés pour calculer ces valeurs moyennes est exactement identique au nombre d'événements de données sélectionnés. Les valeurs mesurées dans ces conditions sont données dans le tableau B.2:

Voies	$\langle \overline{g}^{-1} \rangle$	$\Delta \overline{g}^{-1}$
Impaires ($\theta \sim 40^\circ$)	0.683	0.050
Paires ($\theta \sim 40^\circ$)	0.732	0.046
Impaires ($\theta \sim 140^\circ$)	0.711	0.040
Paires ($\theta \sim 140^\circ$)	0.660	0.053

Tableau B.2: Valeurs moyennes de \overline{g}^{-1} mesurées à partir de la simulation Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$. L'erreur $\Delta \overline{g}$ est l'écart quadratique moyen entre les \overline{g}^{-1} .

L'erreur statistique $\Delta \overline{g}^{-1}$ permet d'estimer la précision avec laquelle on mesure les constantes C_i avec les données. On décide donc de corriger les voies qui ont au moins 15 électrons et qui sont en dehors d'une fenêtre $\langle \overline{g}^{-1} \rangle \pm N \Delta \overline{g}^{-1}$. Les figures B.8 b), c), d) et e) montrent un exemple pour $N=2$. Les points marqués sont à corriger.

Nous avons appliqué 3 ensembles de corrections (pour $N=0, 1, 2$) sur un lot indépendant d'événements "Bhabha" sélectionnés au pic du Z, correspondant à une luminosité intégrée de 2.5 pb^{-1} (256 "bons" électrons sélectionnés). L'énergie des électrons a été corrigée par la procédure présentée dans la section III.5.3. Dans un premier temps aucune intercalibration n'a été appliquée puis successivement les facteurs de correction pour $N=1, 2$ puis 3 ont été appliqués. Chaque fois un facteur de calibration global a été ajouté pour que le pic d'énergie des électrons "Bhabha" soit centré sur 45.5 GeV. Les résolutions obtenues après chacune des calibrations sont données dans le tableau B.3.

La résolution est obtenue par ajustement d'une Gaussienne sur la distribution en énergie, l'erreur indiquée est l'erreur sur l'ajustement. L'intercalibration améliore de manière substantielle la résolution des électrons "Bhabha". On voit que l'utilisation de valeurs de N différentes change peu le résultat.

Intercalibration appliquée	Résolution (%)
Aucune	21.0 ± 1.6
N = 0	16.0 ± 1.0
N = 1	15.9 ± 1.0
N = 2	15.9 ± 1.0

Tableau B.3: Résolutions en énergie pour des électrons de 45.5 GeV avec et sans intercalibration.

B.4 Conclusion

Une intercalibration du EGAP, c'est-à-dire la calibration des voies les unes par rapport aux autres, a été faite en utilisant les événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ des données. Les facteurs d'intercalibration obtenus ont été testés sur des événements Bhabha sélectionnés dans le EGAP, et leur utilisation améliore la résolution des électrons "Bhabha" de 45.5 GeV de 24 %. L'intercalibration pour N = 1 est actuellement celle utilisée pour le EGAP.

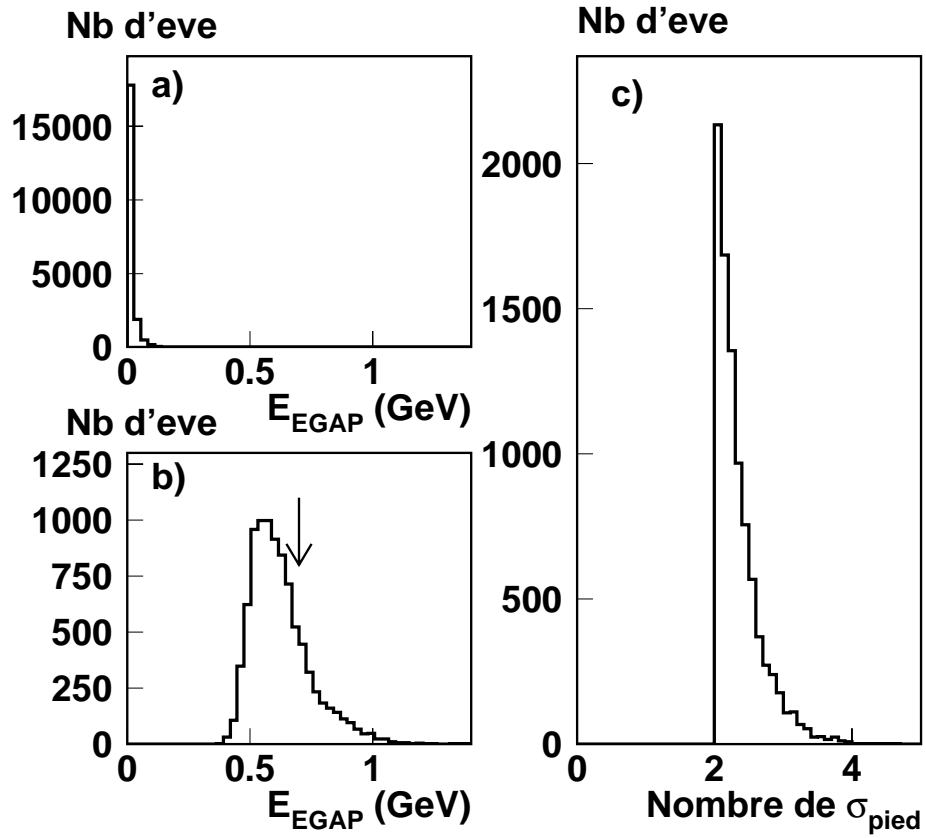


Figure B.4: Etude du bruit dans le EGAP. Les figures a) et b) représentent l'énergie dans le EGAP lorsqu'on sélectionne des événements "Bhabha" qui ne pointent pas dans la direction du EGAP: a), simulation Monte Carlo, b), données. La figure c) illustre la coupure appliquée sur les données à $2\sigma_{pied}$ pour le même lot d'événements.

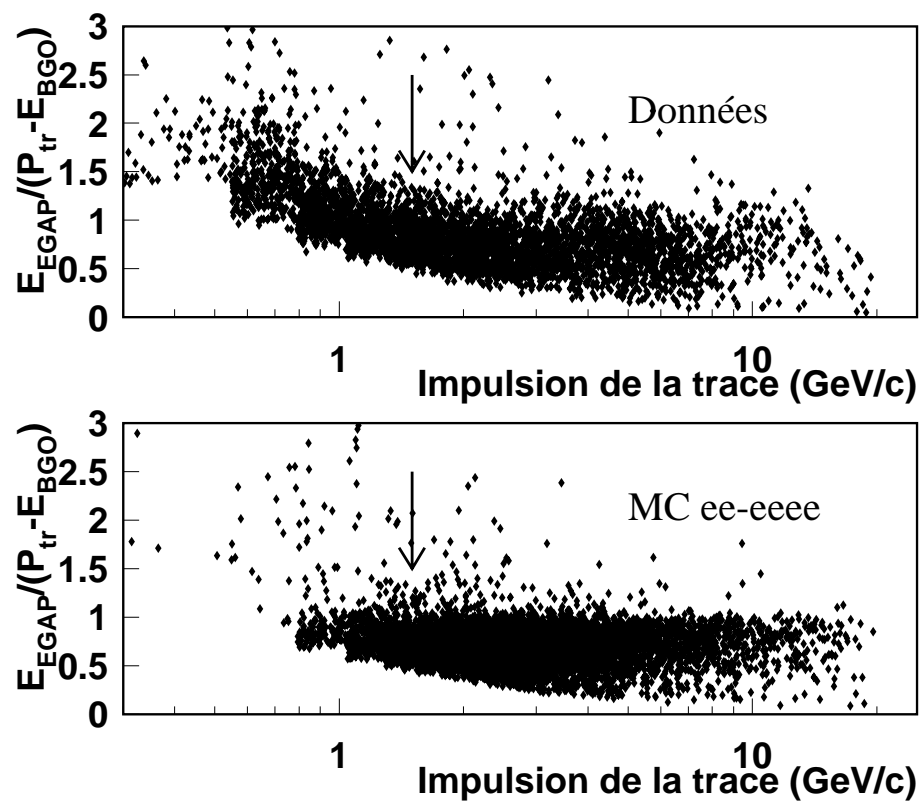


Figure B.5: Coupure appliquée sur l'impulsion de la trace TEC.

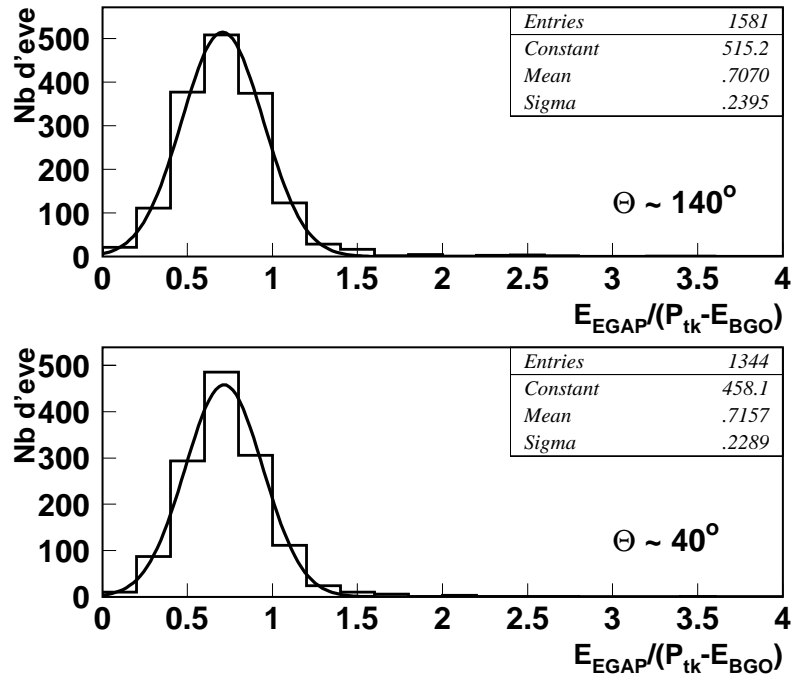


Figure B.6: Distribution de l'énergie de l'amas dans le EGAP divisée par l'impulsion de la trace moins l'énergie dans le BGO, pour chaque côté du EGAP.

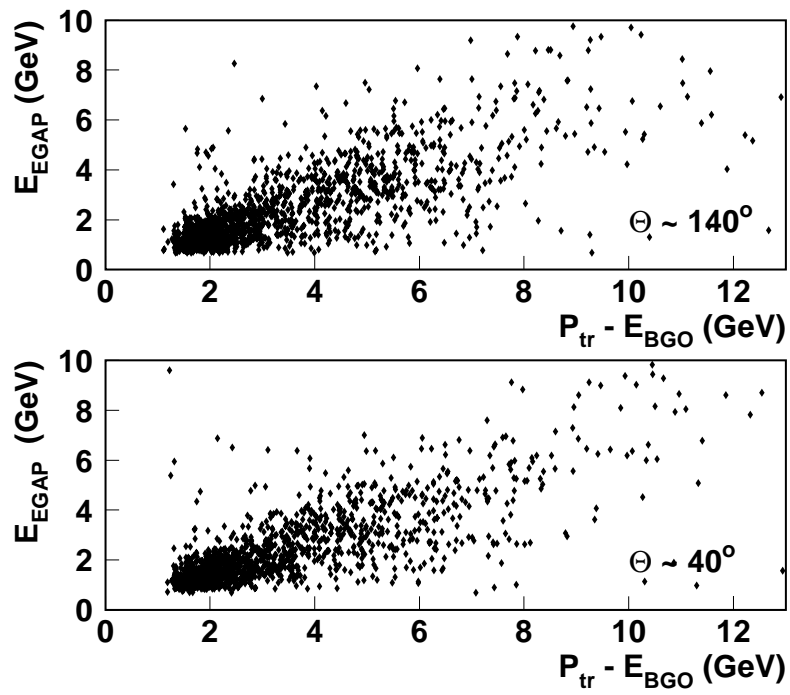


Figure B.7: Corrélation entre l'énergie de l'amas dans le EGAP et l'impulsion de la trace moins l'énergie dans le BGO, pour chaque côté du EGAP.

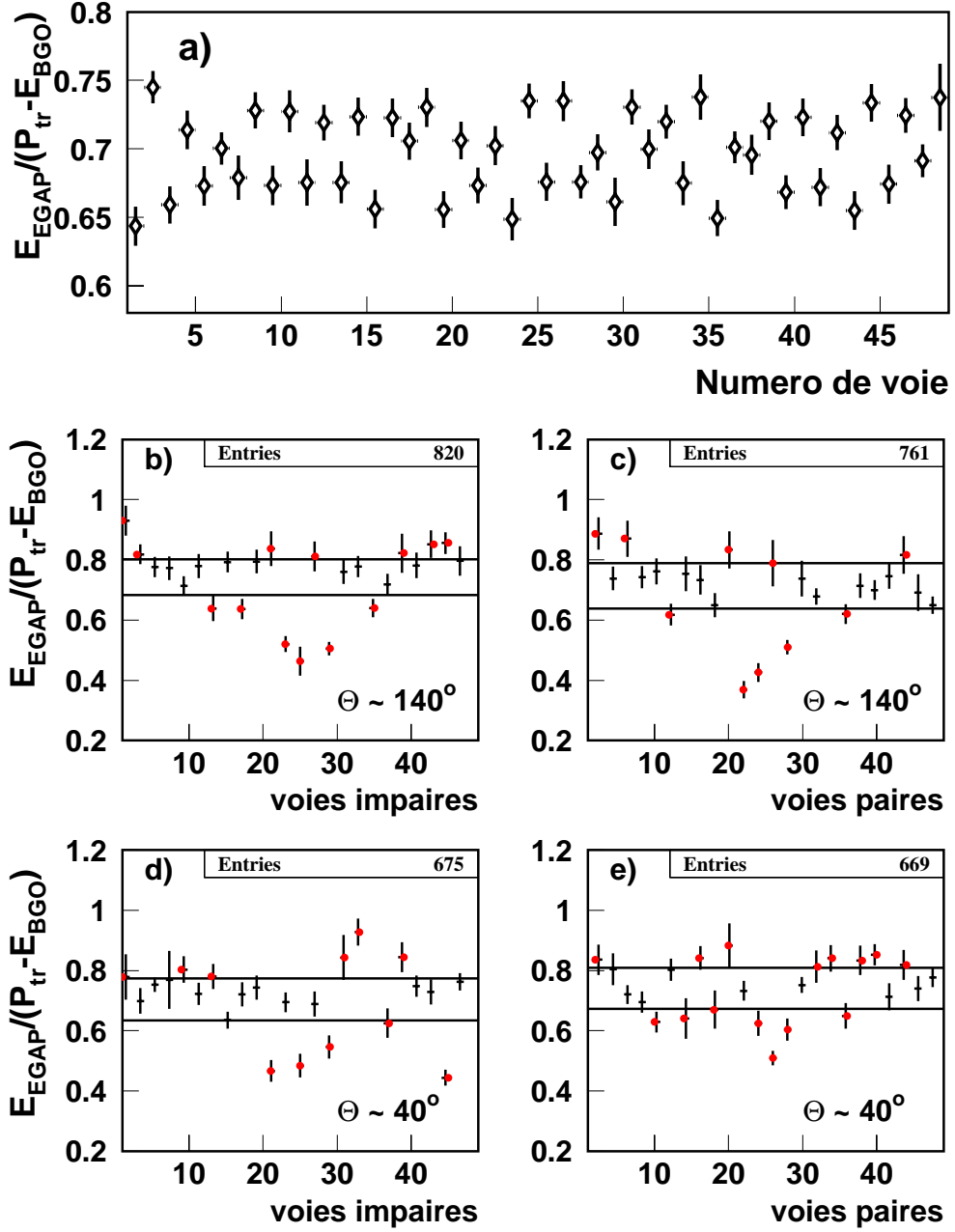


Figure B.8: Moyenne statistique du rapport $E_{EGAP}/(P_{tr} - E_{BGO})$ en fonction du numéro de voie. La figure a) est obtenue à partir d'une simulation d'événements Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$ pour lesquels les constantes d'intercalibration valent 1. On voit l'effet de la différence géométrique entre les voies paires et impaires. Les figures b), c), d) et e) montrent la même distribution pour les données; les voies paires et impaires sont séparées pour les deux côtés du EGAP. Les différences par rapport à la figure a) proviennent des constantes d'intercalibration. Les barres horizontales sur chaque figure sont déterminées avec les événements Monte Carlo; elles délimitent une fenêtre qui correspond à une fluctuation de la valeur moyenne $\frac{E_{EGAP}}{P_{tr} - E_{BGO}}$ de $\pm 2\sigma$ par rapport à la valeur moyenne $\langle \frac{E_{EGAP}}{P_{tr} - E_{BGO}} \rangle$ estimée avec les données pour les voies paires et impaires et pour chaque côté. Les voies pour lesquelles on applique une correction sont marquées par un point.